



TITLE:

遠心力場の流動層に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

加瀬野, 悟

CITATION:

加瀬野, 悟. 遠心力場の流動層に関する研究. 京都大学, 1990, 工学博士

ISSUE DATE:

1990-11-24

URL:

<https://doi.org/10.11501/3051704>

RIGHT:

遠心力場の流動層に関する研究

加 瀬 野 悟

遠心力場の流動層に関する研究

1 9 9 0

加 瀬 野 悟

目 次

序 論	1
1. 既往の研究の概要	2
1-1 遠心流動層	2
1-2 攪拌流動層	6
2. 本研究の目的と意義	7
第 1 編 遠心流動層	12
第 1 章 遠心力場の気泡	13
緒 言	13
I. 単一気泡(気液系)	13
1. 遠心力場の単一気泡の運動方程式	13
2. 実験装置および方法	15
3. 実験結果および考察	17
3-1 生成気泡径	17
3-2 気泡形状	17
3-3 気泡の軌跡と上昇速度	22
II. 遠心流動層の気泡(気固系)	22
1. 重力場の流動層の既往の研究の概要	22
2. 実験装置および方法	25
3. 実験結果および考察	27
3-1 気泡形状	27
3-2 気泡の大きさ	27
3-3 気液系気泡と気固系気泡の比較	34
結 言	34
第 2 章 最小流動化速度と圧力損失	39
緒 言	39
1. 既往の研究の概要	39
2. 実験装置および方法	43
3. 実験結果および考察	44
3-1 表面流動化開始速度	44
3-2 最小流動化速度と最大圧力損失	46
3-3 遠心流動層による微粉流動化の考察	52
結 言	52
第 3 章 層膨張	58
緒 言	58
1. 既往の研究の概要	58
2. 実験装置および方法	59
3. 実験結果および考察	60
3-1 層膨張	60
3-2 層の均一性	64
結 言	71

第4章 粒子の軸方向混合	77
緒言	77
1. 既往の研究の概要および理論的考察	77
2. 実験装置および方法	79
3. 実験結果および考察	82
3-1 軸方向の粒子混合係数	84
3-2 重力場の流動層と遠心流動層の比較	91
結言	91
第5章 部分流動化	99
緒言	99
1. 既往の部分流動化モデルおよびその修正モデル	99
2. 偏析に関する既往の研究の概要	102
3. 実験装置および方法	104
4. 実験結果および考察	105
4-1 半径方向の部分流動化	105
4-2 2成分粒子の流動化	105
結言	113
第2編 攪拌流動層	117
第6章 攪拌流動層の攪拌所要動力と圧力損失	118
緒言	118
1. 粒子層殻状攪拌モデル	118
2. 実験装置および方法	119
3. 実験結果および考察	124
3-1 低回転数の攪拌所要トルク	124
3-2 高回転数の攪拌所要トルク	133
3-3 塔径の攪拌所要トルクに及ぼす影響	139
3-4 圧力損失	139
結言	144
第7章 ガス湿度の流動化に及ぼす影響	150
緒言	150
1. 実験装置および方法	150
2. 実験結果および考察	152
2-1 攪拌トルクによる粒子の流動化の評価	152
2-2 回転円筒の攪拌トルクによる粒子物性の評価	162
結言	166
結論	171

序

論

流動層技術は1920年代のWinkler式石炭ガス化炉以来、FCC(流動接触分解)装置や石油化学の各種触媒反応装置や冶金用固体処理装置など工業的に広く利用され、技術的ノウハウが蓄積されてきた。さらに1970年代に入りゴミ焼却炉をはじめとする環境関連プロセスへの応用や石炭ガス化、流動層ボイラーの開発・実用化などその応用は広範囲、多岐に拡大している。流動層の工学的研究はこの急速に発展した流動層技術の経験の蓄積を体系化することから始まり、理論的解明へと進展した。すなわち2相モデル、Davidsonの気泡モデル、気泡に基づく反応、伝熱、粒子混合などの体系化と解析手法の確立へと展開し、これにより流動層技術はさらに発展、拡大した。なお現在も高温、加圧、大型化、粒子ハンドリング等の課題についての研究が意欲的に行われている。

最近の流動層技術および研究の動向は①流動化の高度化②複合化③領域拡大にまとめられる。流動層の領域拡大については高温・高圧下での流動化、循環・高速流動層のような高ガス領域での流動化と共に使用粒子の拡大・多様化が挙げられる^{3,5)}。

現在では大粒子、微粉、密度の極端に小さい粒子、付着性粒子、さらに湿潤した粒子など使用粒子の条件も拡大されているが、これらの粒子は一般に流動化が困難な粒子で流動化のためには何等かの流動状態の制御が必要である。この解決方法として装置構造上の工夫とか機械的操作を付加することが考えられている。前者の一例としてコーン型の流動層装置でガスを接線方向に吹き込む粒子旋回型の流動層、後者の例として攪拌流動層などがある。また超微粒子は機能性材料として注目されており、CVD流動層反応器をはじめ超微粒子を流動化するための流動層の開発も進められている。このようなファイン指向の流動層は装置規模としては比較的小さなものになるが、流動層全体を回転させ遠心力場で流動層操作

を行う遠心流動層はコンパクトで微粉流動化装置としての可能性を秘めている。遠心流動層は超微粒子や難流動化粒子の流動化のみならず、従来の流動層に見られない多くの特徴を持っており、流動層の先端技術として注目されている。これらの攪拌を伴う流動層および遠心力場での流動層はいずれも内部流動(粒子および流体)に回転が関与しており回転場の流動層といえる^{3,4)}。

ここではまず遠心流動層および攪拌流動層の既往の研究の概要について述べ、さらに本研究の目的について述べる。

1. 既往の研究の概要

1-1 遠心流動層

(1) 遠心流動層の特徴^{3,3)}

円筒状の容器に粒子を充填しその容器を回転すると粒子に働く遠心力のために粒子は容器の外壁に押さえつけられ殻状の粒子層を形成する。この外壁から流体を容器の中心に向かって流し、その流量を増すと粒子は浮遊状態となり、重力場の場合と同様に流動層を形成する。これが遠心流動層で、重力場の流動層では流動化粒子に重力が作用しているのに対し、遠心流動層では遠心力が作用する。遠心力は重力に対して大きく装置径または回転数により変化できるので、遠心流動層は従来の流動層に比べ多くの特徴を持つ。さらに遠心流動層の容器全体(流動層およびフリーボード部)は回転しており、この回転が粒子や流体の流動に影響を与え遠心流動層特有の現象を生み出す。

遠心流動層の研究は1960年代のソビエトのGel'perin⁸⁾及びアメリカのBrookhaven National Laboratory(BNL)¹⁸⁾の研究に始まり、Air Force Aerospace Research Laboratory (AFSC)¹⁾の研究レポートやLevyなどのLehigh Univ.の研究者による装置内流動に関する基礎的研究^{15,14)}や石炭燃焼の一連の研究^{16,17)}、イギリスのAston Univ.(Metcalf,Howard)²⁰⁾、Sheffield Univ.(Demircanら)⁴⁾の流動層燃焼の研究、Farkasらの食品乾燥への応用²⁸⁾、Pfefferらのフィルターへ

の利用などの研究^{2,6)}がある。しかし遠心流動層の既往の研究は決して多いとはいえず、装置設計上で不可欠である基本的な流動特性についても不明な点が多い。そのため遠心流動層の実用化に向けて装置工学的研究の充実が必要とされている。

遠心流動層の特徴を列記すると⁶⁾,

- 1)重力場の流動層に比べ、流動化させる流体の流量を大きくできるので高処理能力が期待できる。
- 2)粒子に働く遠心力によって粒子飛び出しガス速度(流体に同伴されて粒子が流動層装置から排出されるガス速度)が大きく、流動層の操作範囲が拡大する。
- 3)フリーボードでの流体流れにより粒子の装置外への飛び出しが抑制される。
- 4)容器の回転数を増減することで流動層操作に柔軟性を持たせることができ、流動状態の制御が容易である。
- 5)重力場の流動層では使用できなかった微粒子の取扱いが可能である。
- 6)装置のコンパクト化ができる。
- 7)船上などの揺動場や宇宙のような無重力場での使用が可能である。

(2) 遠心流動層の装置型式

遠心流動層の型式は縦型と横型に大別できる。縦型遠心流動層はローター容器を垂直軸に取り付け回転させる装置で、回転速度が遅い時には流動層粒子表面が放物線面になるためTaper容器にすることもある^{1,6)}。横型遠心流動層は水平軸を中心に回転させる装置で縦型に比べて重力の影響を受けにくい特徴を持つ。なお既往の研究の殆どが縦型について行われている。

(3) 遠心流動層の流動特性

遠心流動層の装置工学的基礎研究としての流動特性に関する研究では粒子の充填層の層表面形状、圧力損失、最小流動化速度、粒子飛び出しガス速度およびフリーボード内のガス流れや粒子の挙動等が報告されている。これらの研究を集約するとFig.1になる。

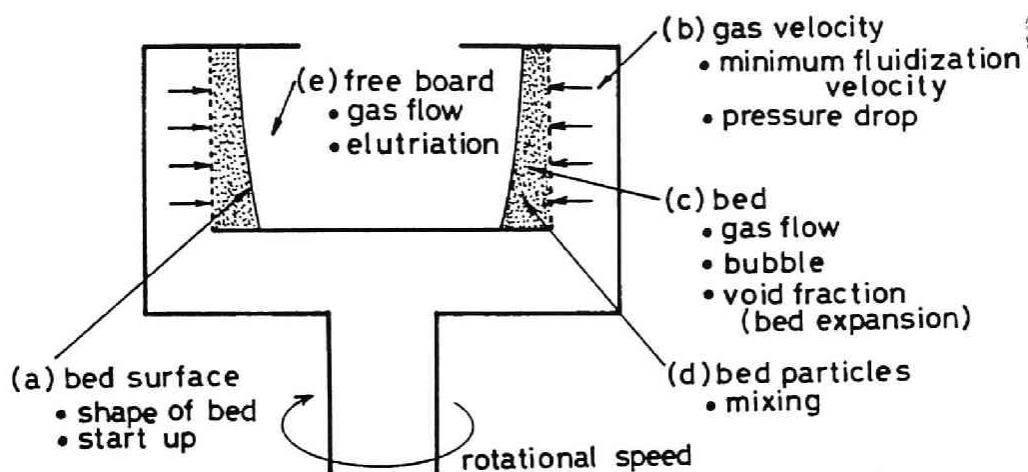


Fig.1 Studies concerning centrifugal fluidized bed

(a) スタートアップと層表面形状

縦型遠心流動層においてローター容器に粒子を充填し容器を回転させると、回転数が小さい時は粒子に働く重力の影響により粒子は容器底部に留まるが、回転数を大きくすると粒子に働く遠心力により粒子は容器外周部(ガス分散板)方向に押しつけられ円筒状の粒子層を形成する。この回転数の増大による層形状の変化をLevyら¹⁶⁾が報告している。また、この粒子層に通気して流動層を形成させた時の放物面の形状についてはKrogerら¹⁴⁾が理論式を提案している。

(b) 圧力損失と最小流動化速度

遠心流動層の円筒状の粒子層に外周部の分散板から通気すると、ガスは粒子間の空隙を通りフリーボードから容器の出口部分を経て装置外へ出る。ガス速度を増加すると半径の小さい層表面で粒子の流動化が始まり、さらにガス速度を増加すると流動化は層全体に広がり、やがて粒子層全体が完全な流動層となる^{2, 12)}。この最小流動化速度についてのいくつかの理論式が提案されており、実験的研究も行われている^{4, 6, 10, 44)}。同様に圧力損失についても理論並びに実験的考察が行われている^{2, 4, 6, 8, 12, 16, 44)}。

(c)粒子層内部のガス流れと気泡

粒子層を通過するガス流れや気泡に関する研究報告は殆どないが、重力場の流動層に比べ発生する気泡は少なく完全な流動化状態でも気泡が存在しないこともあるといわれている¹⁸⁾。また気泡の大きさは小さくその層内運動の軌跡は複雑になる³⁾。

(d)粒子層内の粒子の挙動

粒子混合についてLindauerら¹⁸⁾は回転数が大きい場合完全な流動化以前に粒子が完全混合することを着色ビーズを使った実験で確認しているが、完全な流動化状態での粒子の混合は重力場の流動層に比べ小さいといわれている。しかしながら定量的な研究報告はKrogerら¹⁵⁾の報告があるのみである。

(e)フリーボード内のガス流れと粒子の挙動

遠心流動層のローターからの粒子の飛び出しは、粒子の層表面からの飛び出しとフリーボードでのガス流れに大きな影響を受ける。粒子が飛び出し始めるガス速度は層表面の半径位置の粒子の終末速度の計算値より小さい^{8, 17, 30)}。これはフリーボードでのガス流れや層表面での気泡の破裂による粒子の飛び出し等に起因する。Levyら¹⁷⁾はフリーボード部でのガス流れを測定しており、フリーボード部での粒子の軌跡の計算を行った報告もある^{3, 30)}。

(f)遠心流動層の応用研究

遠心流動層装置の利用として1)流動層燃焼²⁰⁾、2)石炭液化、3)食品乾燥²⁰⁾、4)フィルター⁷⁾等への応用研究が行われている。

燃焼装置として遠心流動層を用いた場合、従来の重力場の流動層では使用できなかった小さな粒子径の固体燃料が使用できることに加え、流動層燃焼でしばしば問題となる固体(燃料、脱硫剤など)の流動層への均一な供給が層全体が回転しているため容易である¹⁷⁾。また流動層燃焼では十分な負荷変動と迅速な負荷追従性が要求されるが、負荷変動に対して燃料供給量や流動化ガス流量を変化させることに加え、遠心流動層では回転数を変化させることでも制御できる。Metcalfから²⁰⁾のプロパン燃焼実験では遠心効果の変化によってターンダウンが大幅に増大することが報告されている。

Farkasら²⁸⁾は食品乾燥に応用し、高ガス流速操作により低密度粒状食品の良好な乾燥ができることを報告している。この乾燥装置は粒子の連続供給や排出が容易で、連続操作にも適する。

遠心流動層では完全な流動化状態でも気泡が存在しないこともあるが¹⁸⁾、遠心流動層をフィルターとして用いると気泡によるバイパスによる効率低下を防げることができ高い集塵効率を得られる⁷⁾。

1-2 攪拌流動層

通常の重力場の流動層では付着性の粒子や凝集性の強い湿潤した粒子の流動化は困難で、チャネリングを起こしたりデッドスペースを形成する。この様な場合、流動層内に攪拌翼を取り付け機械的攪拌により粒子の分散を促進するのは極めて有効で、攪拌流動層の適用によって操作が可能になった例も多い³¹⁾。

最近、ポリプロピレンの製造プロセスとして従来のスラリー重合プロセスに代わって気相重合プロセスが注目されている。このプロセスでは新しく開発された高性能触媒とモノマー（プロピレン）の気相反応によってポリマー粒子を生成させる。この気相重合反応器に流動層を用いると、ポリマー粒子は付着力が大きくチャネリングを起こしやすく、反応器内壁のポリマー付着、分散板近傍などのデッドスペースでの粒子の蓄積などにより定常的な連続運転が難しい²¹⁾。これらの問題を解決する方法として攪拌流動層が提案されているが¹⁸⁾、攪拌流動層では回転する攪拌翼後部にガスが集まったり、攪拌の回転数が大きいとガスが中央部を吹き抜けたりすることがある。またポリマーが付着しやすい部分やデッドスペースとなる部分の粒子を強制的に分散させなければならない。これらのことから攪拌流動層ではそのプロセスに適切な攪拌翼形状、回転数を選ぶ必要がある。

永田らの有機珪素化合物の流動化触媒法では5枚のパドル翼²³⁾、浜田らの鉄鋼石の還元⁹⁾、白井らの鋸屑の炭化³²⁾、三井らの石炭の乾留²²⁾、河端らの石炭の乾留¹³⁾では平羽根翼を、流動化促進または粒子の逆混合の抑制のために粒子層内部に取り付けている。一方、石田らの鶏糞の焼却¹¹⁾、小川らの廃棄物焼却²⁴⁾では焼却に伴う分散板上のクリンカートラブル防止するため分散板直上に平羽根翼

を取り付けている。また、Prasadら²⁵⁾、Riosら²⁷⁾は粒子層と塔壁面との伝熱促進のために壁面近傍に取り付けた縦型の垂直翼を使用している。

攪拌流動層の設計上重要な因子である攪拌トルクはガス速度の増加につれて減少し一定値となる¹⁹⁾。この一定値になるガス速度は小型の実験装置では最小流動化速度付近といわれているが、粒子の種類、装置の大きさなどによってかなり異なる。さらにトルクは攪拌翼の種類、形状、回転数、粒子の種類などによって大きく異なる。攪拌トルクの推算式は平羽根翼、パドル翼について提案されている^{19, 23)}。また汚泥の造粒乾燥に攪拌流動層を応用し、攪拌トルクと流動化ガスの温度で流動層内部の材料の物理的特性を検知し汚泥ケーキの供給量を制御する装置も開発されている⁴⁵⁾。

流動層の機械的攪拌は粒子の粉化を進めることもあり欠点とされていたが、逆にこれを積極的に利用した佐川ら²⁹⁾の流動層造粒の報告もある。

2. 本研究の目的と意義

本研究では従来殆ど研究の行われていない横型遠心流動層装置を用いて、遠心流動層の操作範囲を明らかにすると共に、装置設計の基礎としての流動諸特性についての知見を得ることを目的とする。また攪拌流動層の操作や設計で重要である攪拌所要動力に及ぼす諸因子の影響を明らかにする。

本論文の内容は次のように要約できる。

第1編は遠心流動層について検討した。第1章では気固系流動層操作に大きな影響を及ぼす気泡について考察した。まず遠心力場の気泡の基礎として、気液系の単一気泡の挙動の理論的および実験的検討を行った⁴⁰⁾。続いて遠心流動層の生成気泡径、気泡の形状、大きさについて考察し、重力場との比較検討を行った³⁹⁾。第2章では遠心流動層における重力場の最小流動化速度に相当する速度と表面流動化開始速度および最大圧力損失を考察し、操作範囲を明らかにした³⁸⁾。第3章では遠心流動層の層膨張を実験的に検討し、諸因子の影響を考察した。また層高の

均一性について考察した³⁷⁾。第4章では遠心流動層の層内の粒子混合を考察した。軸方向の粒子混合が一次元拡散モデルで表わせることを明らかにし、その混合係数の推算式を提案した⁴¹⁾。第5章では遠心流動層特有の現象である半径方向の部分流動化を可視化実験により明らかにした。また2成分系粒子の流動化について考察した³⁸⁾。

第2編は攪拌流動層について考察した。まず第6章では垂直翼を有する攪拌流動層装置の攪拌所要動力に及ぼす諸因子の影響について3種類の塔径の装置の実験結果から考察した。そして攪拌所要動力を推算する式を得た。また同装置の圧力損失について考察した^{42, 43)}。第7章は流動ガス湿度の攪拌トルクに及ぼす影響を調べることにより、流動ガス湿度の粒子の流動化に及ぼす影響を検討した。これらの結果から流動化粒子の付着力および静電気力と流動化ガス湿度の関係を考察した³⁶⁾。

Literature Cited

- 1) Anderson L.A., S.H.Hasinger and B.N.Turman: J.Spacecraft, 9(5), 311 (1972)
- 2) Chen,Y.M.:AIChE J.,33,722(1987)
- 3)Chevray,R., Y.N.I.Chen and F.B.Hill: AIChE J., 26, 390(1980)
- 4)Demircan,N., B.H.Gibbs, J.Swithenbank and D.S.Taylor: "Fluidization", p.270, J.F.Davidson and D.L.Kearins(eds.), Cambridge Uninerisity Pres, Cambridge(1978)
- 5)Fan,L.T: Energy Communication, 4, 509(1978)
- 6)Fan,L.T., Y.S.Yu, T.Takahashi and Z.Tanaka: AIChE J.,31,999(1985)
- 7)Gal.E, E.I.Tardos and R.Pfeffer: Proc. World Filtration Congress 3rd, 1, p.78, Dowingtown(1982)
- 8)Gel'perin,N.I., P.D.Lebedev, V.G.Ainshtein and G.N.Napalkov:Khim.Neft. Mash., No.5, 5(1966)
- 9)Hamada,T. and T.Shirai: Kagaku Kogaku ,29, 99(1965)
- 10)Hashimoto,K.,(ed.), "Kogyo Hanno Sochi", p.183, Baihukan, Tokyo(1984)
- 11)Ishida,M. and T.Shirai: Kagaku Kogaku, 32, 459(1968)
- 12)Kao,J., R.Pfeffer and G.I.Tardos: AIChE J., 33, 858(1987)
- 13)Kawabata,J., Y.Tazaki, K.Niikawa, S.Honma and S.Mitsui:Kagaku Kogaku, 36, 788(1972)
- 14)Kroger,D.G.,E.K.Levy and J.C.Chen: Powder Tech., 24, 9(1979)
- 15)Kroger,D.G., G.Abdelnour, E.K.Levy and J.C.Chen: 3rd Int. Fluidization Conf., Henniker(1980)
- 16)Levy,E.K., N.Martin and J.Chen: "Fluidization", p.71, J.F.Davidson and D.L.Kearins(eds.), Cambridge Uninerisity Press, Cambridge(1978)

- 17) Levy, E.K., W.J. Shakespeare, A. Tabatabaie-Raisshi and J.C. Chen: AIChE Symp. Series, 77(205), 86(1981)
- 18) Lindauer, G.C., P. Tichler and L.P. Hatch: BNL Report(BNL 50013)(1966)
- 19) Makishima, S. and T. Shirai: J. Chem. Eng. Japan, 2, 224(1969)
- 20) Metcalfe, C.I. and J.R. Howard: Appl. Energy, 3, 65(1977)
- 21) Mineshima, H., N. Kashiwa, H. Koda, M. Ichimura and A. Kato: Kagaku Kogaku, 50, 377(1986)
- 22) Mitsui, S., K. Niikawa, S. Homa, J. Kawabata, Y. Tazaki and M. Miyake: Kagaku Kogaku, 34, 1026(1970)
- 23) Nagata S., T. Matuyama, N. Hashimoto and H. Hase: Kagakukikai, 16, 301 (1952)
- 24) Ogawa, H., A. Yoshida, Y. Matsumura, E. Oguri: Kagaku Kogaku, 34, 1031 (1970)
- 25) Prasad, R. and R. Rao: Ind. Chem. Eng., 22, 34(1980)
- 26) Pfeffer, R. and F.B. Hill: BNL Report(BNL50990)(1978)
- 27) Rios, G., H. Gibert and J.P. Couderc: Chem. Eng. J., 13, 101(1977)
- 28) Roberts, R.L., R.A. Carlson and D.F. Farkas: J. Food Sci., 44(1), 248 (1979)
- 29) Sagawa, Y.: J. Soc. Powder Technology, Japan, 21, 206(1984)
- 30) Saunders J.H.: Powder Tech., 47, 211(1986)
- 31) Shirai, T. and M. Ishida: Kagaku Kogaku, 38, 19(1974)
- 32) Shirai, T., M. Namikawa and M. Saima: Kagaku Kogaku, 30, 254(1966)
- 33) 高橋照男, 加瀬野悟: 化学工学協会関西支部セミナー「流動層の最近の展開と応用」(大阪), P.36(1985)
- 34) 高橋照男, 加瀬野悟: ケミカルエンジニアリング, 31, 864(1986)
- 35) 高橋照男, 加瀬野悟: ケミカルエンジニアリング, 33, 810(1988)
- 36) Takahashi, T., S. Kaseno and J. Fukui: Kagaku Kogaku Ronbunshu, 15, 781 (1989)
- 37) 高橋照男, 加瀬野悟, 萩原文男: 化学工学協会第20回秋季大会要旨集(姫路), p.671(1987)

- 38)高橋照男, 加瀬野悟, 榊田康史: 化学工学協会第54年会要旨集(神戸), p.327
(1989)
- 39)高橋照男, 加瀬野悟, 柴田正剛: 化学工学協会第21回秋季大会要旨集(博多),
p.599(1988)
- 40)高橋照男, 加瀬野悟, 柴田正剛: 化学工学協会第54年会要旨集(神戸), p.31
(1989)
- 41)Takahashi,T., S.Kaseno, S.Shibata and M.Komoto: J. Chem. Eng. Japan,
21, 493(1988)
- 42)Takahashi,T., Z.Tanaka and S.Kaseno: Kagaku Kogaku Ronbunshu, 14, 189
(1988)
- 43)Takahashi,T., Z.Tanaka and S.Kaseno: Kagaku Kogaku Ronbunshu, 14, 546
(1988)
- 44)Takahashi,T., Z.Tanaka, A.Itoshima and L.T.Fan: J. Chem. Eng. Japan,
17, 333(1984)
- 45)Usui,T.: J. Water and Waste(Japanese), 26, 55(1984)

第 1 編 遠 心 流 動 層

第1章 遠心力場の気泡

緒 言

気固系流動層においては層内の気泡が粒子混合，反応速度，層内伝熱などに大きな影響を及ぼす。このため遠心流動層の設計，操作，制御には層内の気泡に関する知見が不可欠である。しかし遠心流動層の気泡に関する実測データはこれまでに全く報告されていない。

また従来から数多くの研究が行われてきた気液系気泡についても遠心力場での実験的研究の報告は非常に少ない。近年，気液接触操作を遠心力場で行う回転気泡塔などの遠心式気液反応器が高ガス処理量，気液接触面積や物質移動量が大きいなどの利点のために注目されており¹⁻¹¹⁾，気泡に関するデータの集積が期待されている¹⁻¹²⁾。

本章では遠心力場の気泡の挙動を把握するために，気液系単一気泡に関して生成気泡径，気泡形状，液中の軌跡などを実験から求め，重力場の気泡との比較検討を行った。

続いて遠心流動層の層内の気泡群を写真撮影し，気泡形状，気泡の大きさ等を考察した。さらに遠心力場の気液系および気固系気泡の比較を行った。

1. 単一気泡(気液系)

1. 遠心力場の単一気泡の運動方程式

遠心力場の気液系における単一気泡の運動方程式について Schrageら¹⁻⁷⁾や

Siekmannら¹⁻⁸⁾が解析を行っており、回転軸が水平であるローター内での単一気泡の半径方向 r および円周方向 θ の運動方程式は移動座標系でEqs.(1-1),(1-2)で表せる。各々の式の左辺が慣性力、右辺は遠心力、コリオリ力、重力、抵抗力である。なお、回転軸方向の運動は無視する。

r-direction

$$\begin{aligned}
 & \text{(慣性力)} & \text{(遠心力)} & \text{(コリオリ力)} \\
 (M_0+M) \left\{ \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right\} = & -M_0 \frac{\rho_l}{\rho_g} r \omega^2 - M_0 \frac{\rho_l}{\rho_g} 2r\omega \frac{d\theta}{dt} \\
 & \text{(重力)} & \text{(抵抗力)} \\
 +M_0 \frac{\rho_l}{\rho_g} g \cos(\omega t + \theta_0) - \frac{1}{8} \rho_l \pi d_b^2 U_b \frac{dr}{dt} C_D
 \end{aligned} \tag{1-1}$$

θ -direction

$$\begin{aligned}
 & \text{(慣性力)} & \text{(遠心力)} & \text{(コリオリ力)} \\
 (M_0+M) \left(2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} + r \frac{d^2 \theta}{dt^2} \right) = & -M_0 \frac{\rho_l}{\rho_g} \left(-2\omega \frac{dr}{dt} \right) \\
 & \text{(重力)} & \text{(抵抗力)} \\
 -M_0 g \frac{\rho_l}{\rho_g} \sin(\omega t + \theta_0) - \frac{1}{8} \rho_l \pi d_b^2 U_b \frac{d\theta}{dt} C_D
 \end{aligned} \tag{1-2}$$

ここで ρ_l 、 ρ_g は液体およびガスの密度、 ω はローターの回転数、 g は重力加速度、 d_b は気泡の直径、 θ_0 は気泡の発生する θ 方向の位置(絶対座標系)である。また気泡の質量 M_0 、見かけ質量 M 、気泡の上昇速度 U_b は各々次式で表せる。

$$M_0 = (\pi/6) \rho_g d_b^3 \tag{1-3}$$

$$M = C_v (\rho_l / \rho_g) M_0 \tag{1-4}$$

$$U_b = \{ (dr/dt)^2 + (r d\theta/dt)^2 \}^{1/2} \tag{1-5}$$

C_v は液体中を上昇する球形気泡に対して0.5となる¹⁻¹¹⁾。気泡の抵抗係数 C_D には次式を用いる¹⁻¹⁰⁾。

$$C_D = 1 + 16/Re \quad (1-6)$$

気泡がローター外径 r_0 で発生頻度 f_b で定常的に発生している時の初期条件を以下の通りとした。

$$t=0 : r=r_0, \theta=0, \frac{dr}{dt} = -\frac{(d_b/2)}{f_b}, \frac{d\theta}{dt} = 0$$

2. 実験装置および方法

実験装置の概略をFig.1-1に示す。ローターの直径0.3mの円筒部にノズルが取り付けられている。ローターは中空軸のシャフトを無断変速機のVベルト駆動により回転させた。ガスはシャフトの一端のメカニカルシール部分から中空軸に入り、ノズルから液中に分散される。使用したノズルの内径 d_n は0.002, 0.003, 0.004, 0.005mの4種類である。

ストロボスコープとシンクロナイザーを使用してローターを所定の回転数に合わせ、液を液深が0.07mになるようにガス出口から注入した。その後、バルブでガス量を調整し気泡をノズルから定常的に発生させ、発生時および液中の気泡をカメラで写真撮影した。このネガフィルムを拡大して気泡形状、軌跡を測定した。

実験に使用した液はグリセリン水溶液で、ガスはコンプレッサーからの空気およびガスボンベから供給される窒素を使用した。実験条件の詳細をTable 1-1に示す。

なおローターの回転数は $10 \sim 16.7s^{-1}$ の範囲で行った。

Table 1-1 Experimental conditions

system	μ [Pa·s]	$\rho \times 10^{-3}$ [kg/m ³]	$\sigma \times 10^3$ [N/m]	$d_n \times 10^3$ [m]	gas
1	0.124	1.23	54.8	5	air
2	0.216	1.10	69.5	2	air
3	0.143	1.10	67.9	3	air
4	0.136	1.24	59.0	5	air
5	0.630	1.24	68.0	4	N ₂
6	0.150	1.22	69.5	4	N ₂
7	2.80	1.27	66.5	4	N ₂
8	0.210	1.24	63.5	5	air
9	0.214	1.24	64.8	5	air

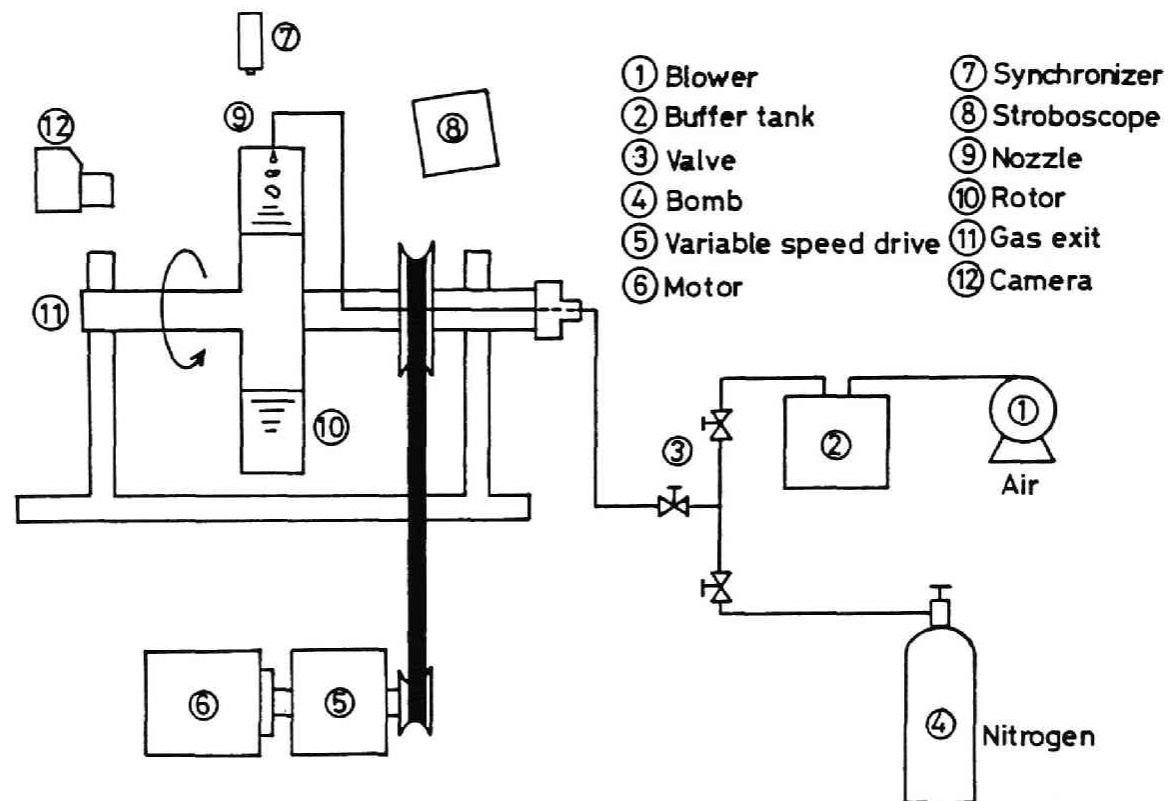


Fig.1-1 Schematic diagram of experimental apparatus

3. 実験結果および考察

3.1 生成気泡径

ノズルで発生した直後の気泡径の実測値をFig.1-2に示す。図の横軸は修正Bond数で、重力場において $\rho_l d_n^2 g / \sigma$ で定義されるノズル径基準のBond数の重力加速度 g をノズル位置での遠心加速度 $r_o \omega^2$ に置き換えて用いた。

本研究のような蓄気室の圧力変化の影響を受けない低ガス領域で均一な気泡が生成する場合の重力場の気泡径はEq.(1-7)¹⁻¹¹⁾で与えられる。遠心力場では修正Bond数を用いて表せるとするとEq.(1-8)となる。図中の線はEq.(1-8)を示し、各々のsystemで重力場に相当する修正Bond数の値も併せて示す。

$$(\pi d_b^3 / 6 d_n^3) Bo = 0.89 \pi (\mu / \mu_w)^{0.15} \quad (\text{gravitational field}) \quad (1-7)$$

$$(\pi d_b^3 / 6 d_n^3) Bo' = 0.89 \pi (\mu / \mu_w)^{0.15} \quad (\text{Centrifugal field}) \quad (1-8)$$

遠心力場の生成気泡径は重力場に比べ小さく、回転数が増大すると共に減少する。またノズル径が同じならば、液粘度が大きくなると気泡径は増大する。

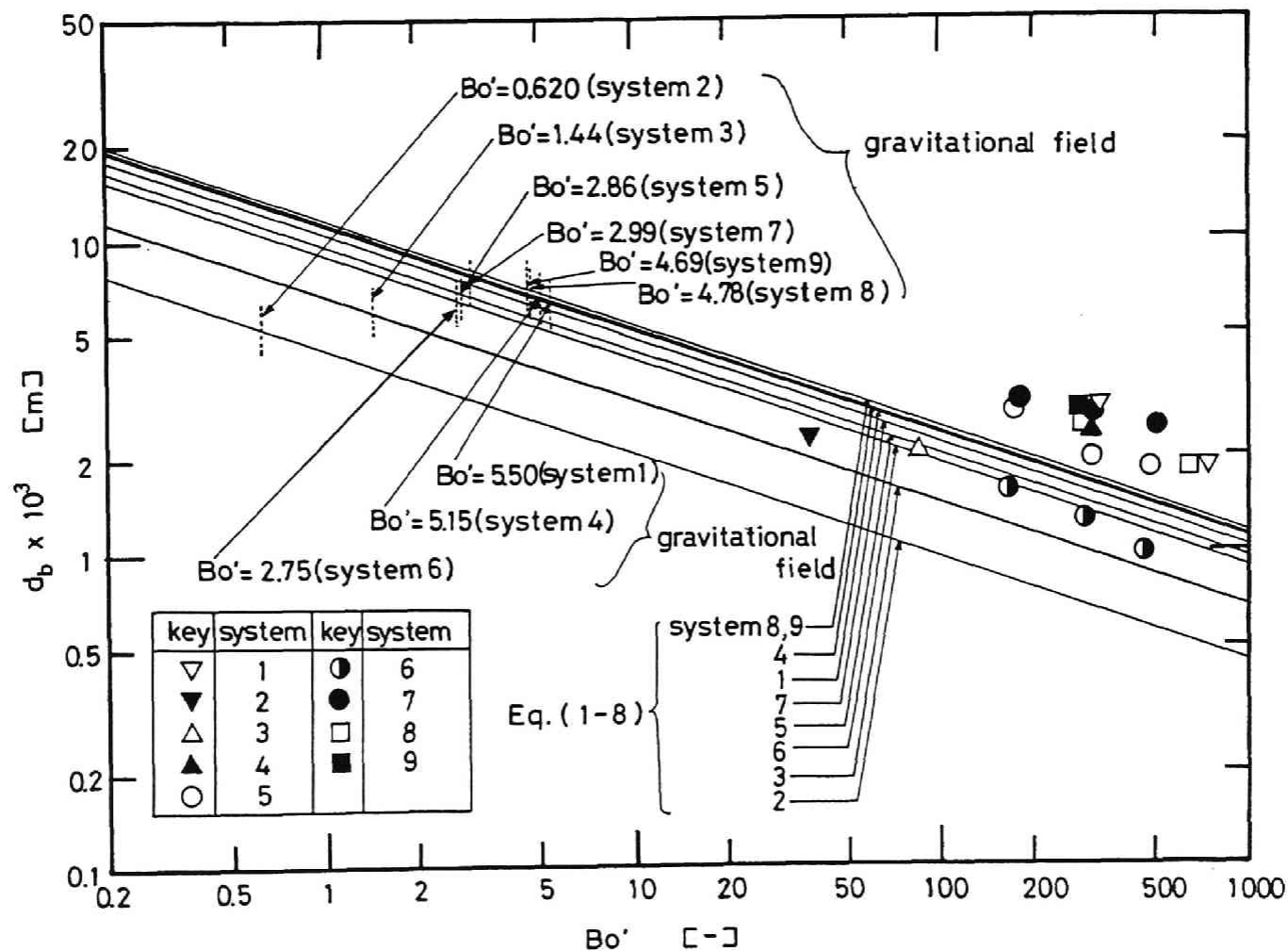
3.2 気泡形状

遠心力場での気泡形状は、気泡の上昇と共に変化する。この一例をFig.1-3に示す。図の縦軸は実測の気泡の長径 a と球相当径 d_b の比である。上昇と共に d_b/a は減少し、気泡は扁平になる。遠心力場では半径位置により気泡に働く遠心力が異なるため、気泡は液中を定常状態で上昇することではなく、形状を変化させながら上昇する。

また液表面近傍で気泡が大きく歪み、非ニュートン流体で観察されるようなtailを伴う気泡が観察されることがあった。これは液表面での圧力差と回転による液表面近傍の乱れ等によるもので、遠心力場特有の現象と考えられる。

本実験の範囲では気泡形状はFig.1-4に示すように回転数の影響はあまり受けないが、液物性の影響を大きく受け、Fig.1-5に見られるように液粘度が増加すると気泡は球状 ($d_b/a=1$) に近づく。

重力場の気泡形状と比較するためBhagaら¹⁻²⁾の重力場の気泡形状map上に、遠



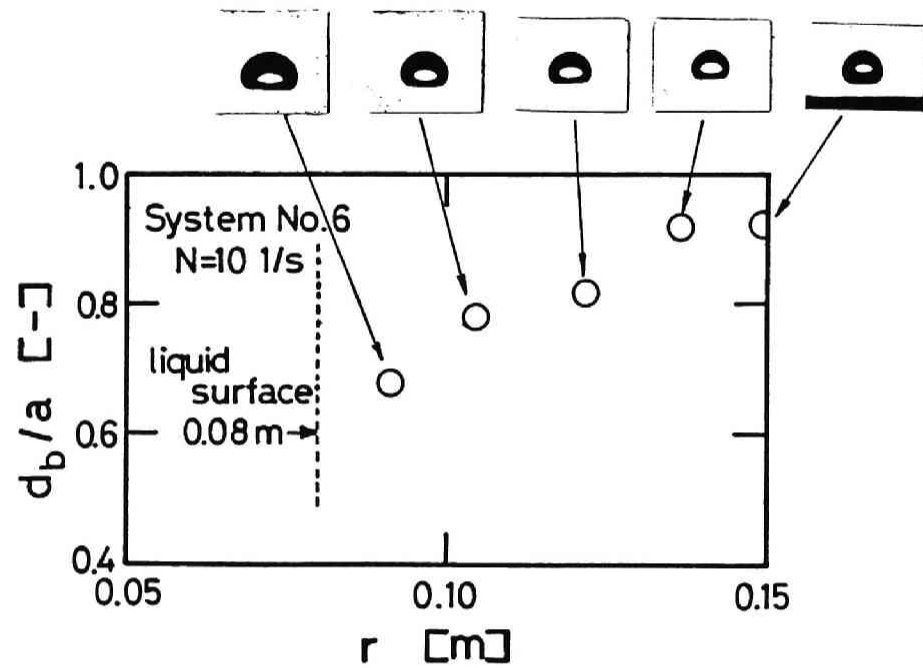


Fig.1-3 Variation of bubble shape with radius

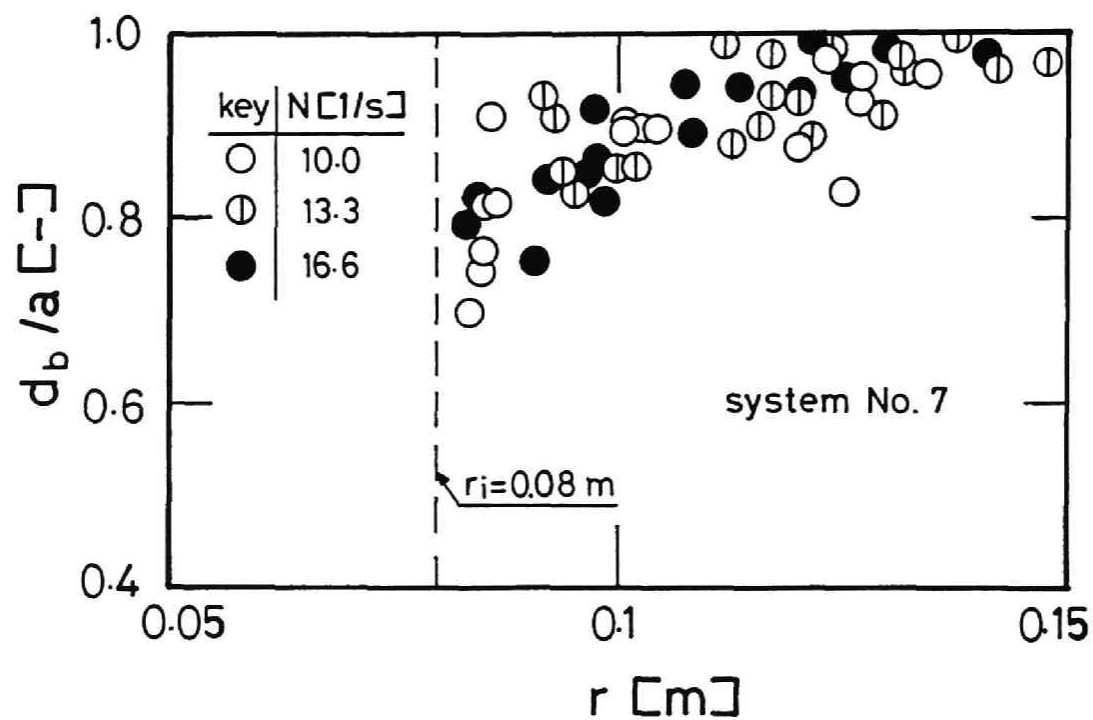


Fig.1-4 Effect of rotational speed on bubble shape

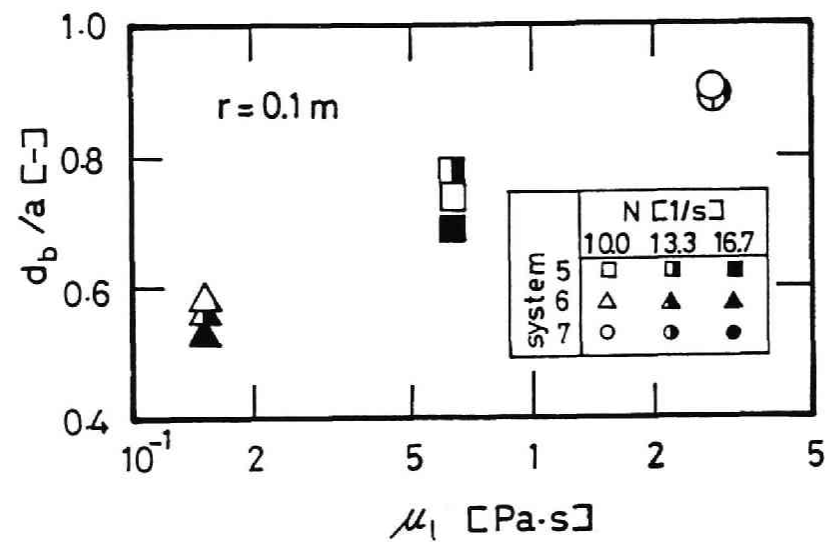


Fig.1-5 Effect of liquid viscosity on bubble shape

心力場の $r=0.1m$ における気泡形状を気泡径基準の修正Bond数を横軸にとって点綴するとFig.1-6になる。各点綴点に添記した値は d_b/a の実測値である。重力場の球形気泡の領域にある気泡でも球形になることはなく、遠心力場の気泡は重力場に比べ扁平である。

3.2 気泡の軌跡と上昇速度

実測した気泡の軌跡の一例をFig.1-7に示す。図中の実線は d_b が一定の球形気泡とした場合のEqs.(1-1),(1-2)の計算結果である。実測の軌跡と計算値はほぼ一致するものの液面付近で多少ずれが生じる。これは気泡形状と同様に、液表面での圧力差、回転による液表面近傍の乱れ等によるものと思われる。また遠心力場では気泡が上昇するのに伴い、遠心力が減少するので上昇速度は減少し、回転数、気泡径が大きくなれば増大する。しかし液粘度の影響は小さい。

II. 遠心流動層の気泡(気固系)

1. 重力場の流動層の既往の研究の概要

流動層の気泡形状は半球形で、気泡底部にウェーク粒子群が存在し気泡に伴って上昇する。Roweら¹⁻⁶⁾はこのウェーク体積と気泡体積の比(ウェーク分率)を報告している。

分散板上で生成する気泡径 d_{b0} について、三輪ら¹⁻⁴⁾は多孔質板上で気泡が正三角形配列で同時に生成すると仮定し気泡の運動方程式から次式を導出した。

$$d_{b0} = 1.385 \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right)^2 \frac{(U-U_{mf})^2}{g} = \frac{3.75}{g} (U-U_{mf})^2 \quad (1-9)$$

式中の U, U_{mf} はガス空塔速度および最小流動化速度である。

流動層内では気泡は上昇と共に合体を繰り返しながら成長し大きな気泡となる。気泡の大きさと気泡間距離はガスの物質収支によってお互いに関係づけられ、気

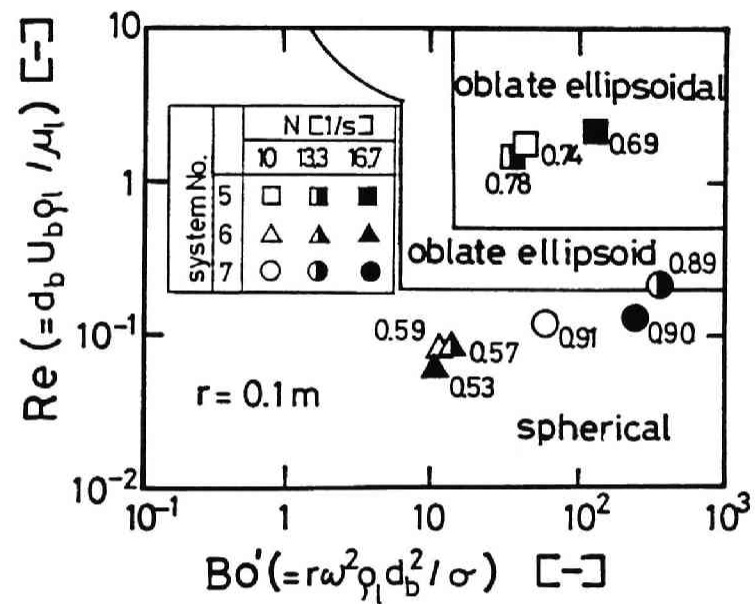
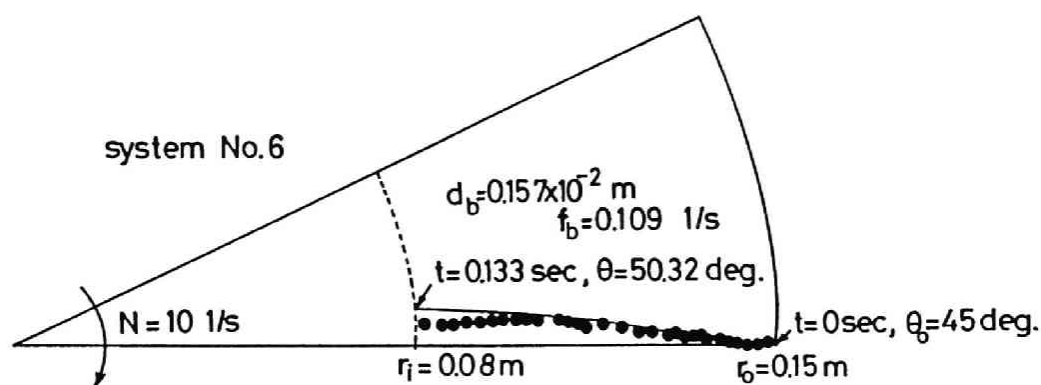
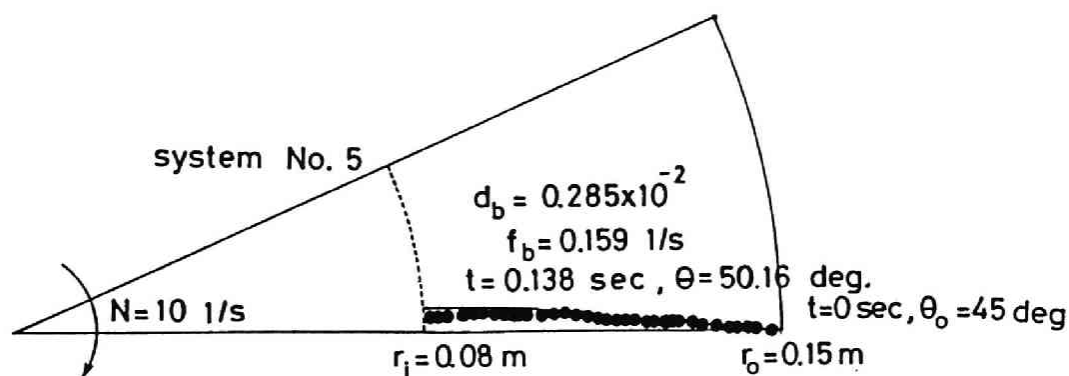


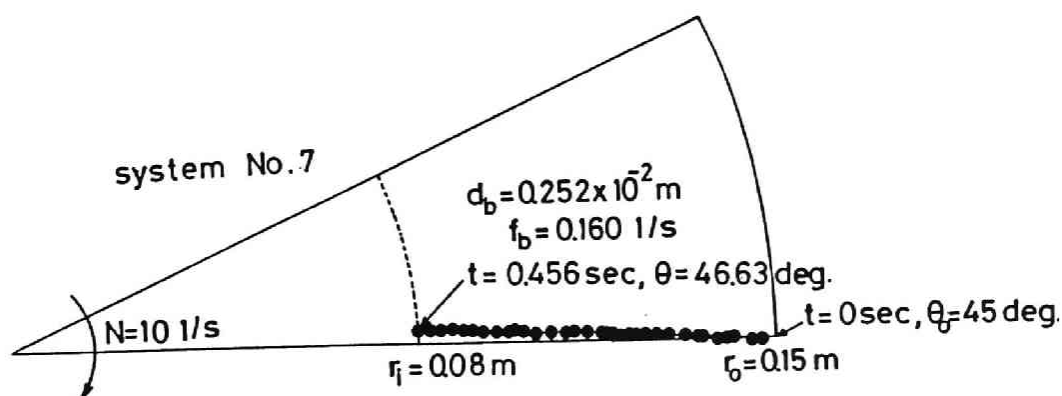
Fig.1-6 Map of bubble shape



(a)



(b)



(c)

Fig.1-7 Trajectory of bubble

泡間距離が大きくなれば気泡は合体しないという条件から、最大気泡径 d_{bmax} が存在するといわれている。Mori-Wen¹⁻⁵⁾は気泡の合体条件、物質収支から次の d_{bmax} の推算式を提案している。 A_t は塔の断面積である。

$$d_{bmax} = 2.59g^{-0.2}[(U-U_{mf})A_t]^{0.4} \quad (1-10)$$

気泡径は層高さ方向で生成気泡径 d_{bo} から最大気泡径 d_{bmax} へと向かって増加する。気泡生成位置を $z=0$ 、塔の直径を D_t とすれば平均気泡径の層高さ方向分布は次のMori-Wenの式¹⁻⁵⁾で表せる。

$$\frac{d_{bmax} - d_b}{d_{bmax} - d_{bo}} = \exp\left(-0.3 \frac{z}{D_t}\right) \quad (1-11)$$

他にも多くの気泡径推算式が提案されている。

2. 実験装置および方法

Fig.1-8に実験装置の概略を示す。装置本体は駆動部とローター部から構成されており、駆動部は無断変速機のVベルト駆動によりローターに直結した中空軸を回転させる構造で、回転数は $6.7 \sim 20s^{-1}$ の範囲である。ローター部の外径は $0.284m$ で側面の板および覗窓は層内部が観察できるように透明アクリル板製である。分散板円筒は外径 $0.15m$ 、内径 $0.144m$ の真鍮製焼結金属(孔径 40 および $20\mu m$)で有効幅は $0.0153, 0.0453, 0.0953m$ の3種類であるが、ここでは $0.0153m$ のものを使用した。

流動化ガスはメカニカルシールで固定された中空軸の端部から実験装置に入り、中空軸中を通過しローター外周部から円筒状分散板を経て流動層内へ供給される。その後ガスはローター中心の直径 $0.04m$ のガス出口から装置外へ排出される。

実験はまず、粒子をローターに $0.2kg$ 充填し、ストロボスコープで所定の回転数に合わせ、粒子層高が円周方向で一様になるように十分な時間、流動化させた。その後、所定のガス流量に調整し、ローター正面で粒子の流動化状態を写真撮影し、そのネガフィルムを拡大して気泡の形状および大きさを測定した。本実験の回転数の範囲は $10 \sim 20s^{-1}$ である。また実験に用いた粒子はふるい1段分に調整し

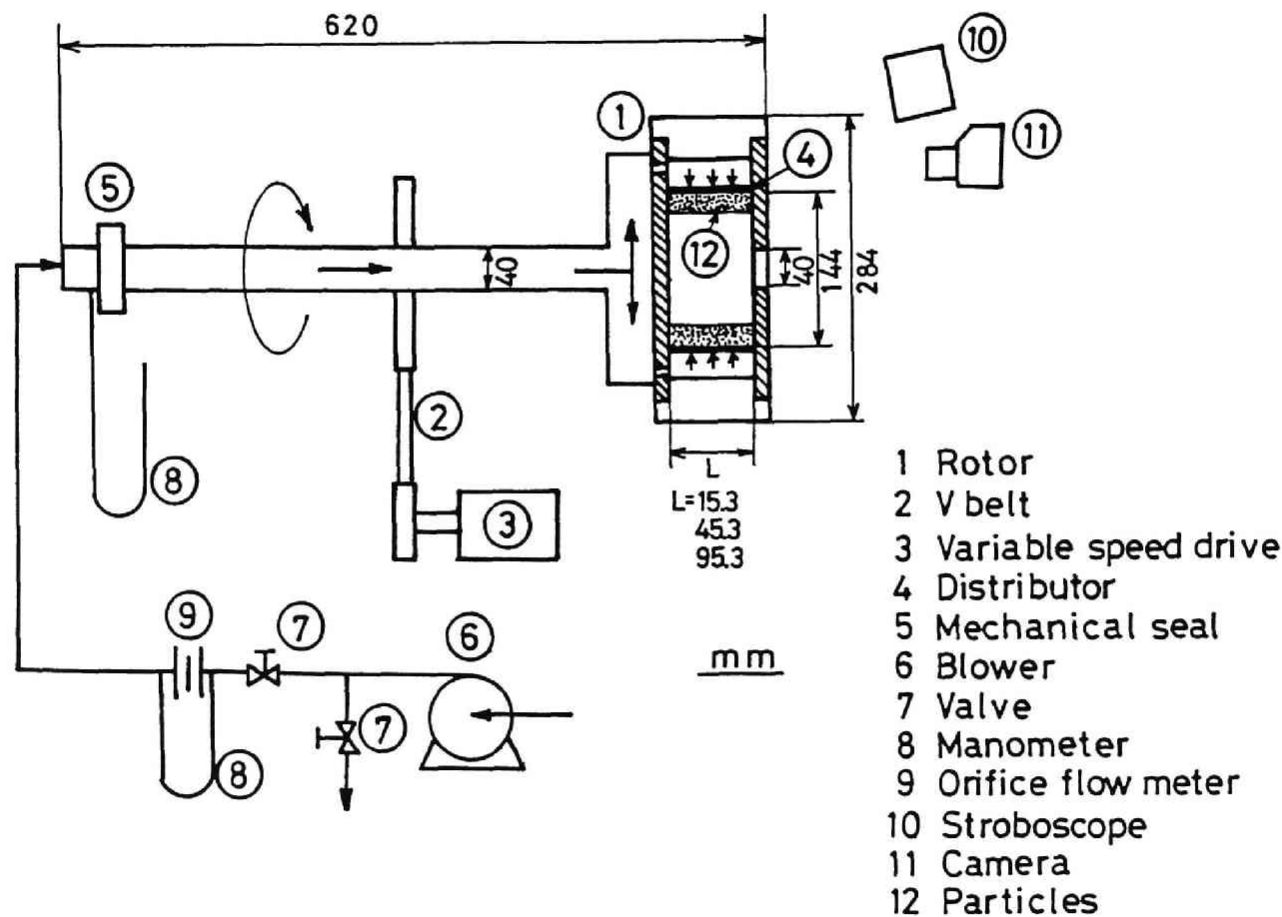


Fig.1-8 Schematic diagram of experimental apparatus

たガラスビーズで、その詳細をTable 1-2に示す。

Table 1-2 Diameter of fluidized particles

	$d_p \times 10^6$ [m]		
P 1	63	-	88
P 2	105	-	125
P 3	125	-	149
P 4	149	-	177
P 5	210	-	250

3. 実験結果および考察

3-1 気泡形状

遠心流動層の気泡の写真の一例をFig.1-9に示す。気泡は重力場と同様、半球形で下部にウェークが存在する。Fig.1-10に示すようにウェークの角度 θ_w を写真から測定し、ウェーク上面を球面と仮定しウェーク分率 f_w を次式で算出した。

$$f_w = \frac{4}{\{2+3a'^2 - a'^2 - (b'/a')^3(2-3b'+b'^3)\}-1} \quad (1-12)$$

$$a' = \cos\left(\frac{\theta_w}{2}\right), \quad b' = \sin\left(\frac{\theta_w}{2}\right)$$

この f_w と粒子径の関係をFig.1-11に示す。図中の実線はRoweら¹⁻⁶⁾の重力場での結果で、遠心流動層の f_w は、重力場の粒子径 d_p の大なる領域の値と同様のほぼ0.4である。

3-2 気泡の大きさ

実測の気泡直径と θ_w から算出した球相当気泡径 d_b の半径(層高さ)方向の変化の一例をFig.1-12に示す。各々の実験条件での d_b と z の測定値から図に示す分散板近

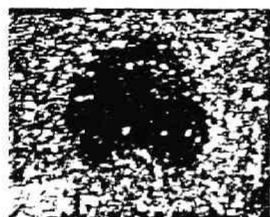


Fig.1-9 Photograph of bubble in centrifugal fluidized bed

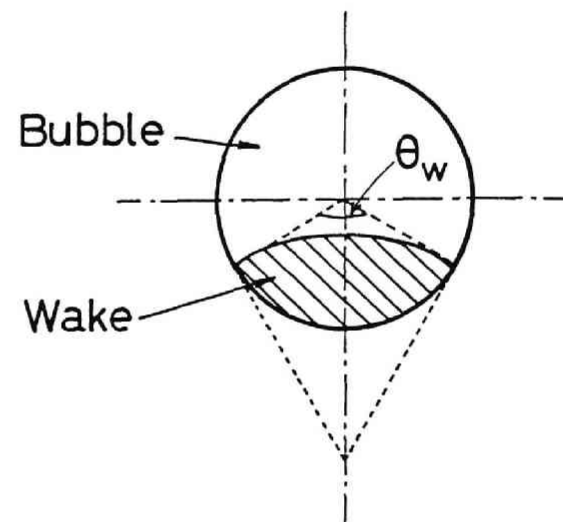


Fig.1-10 Schematic diagram of wake in bubble

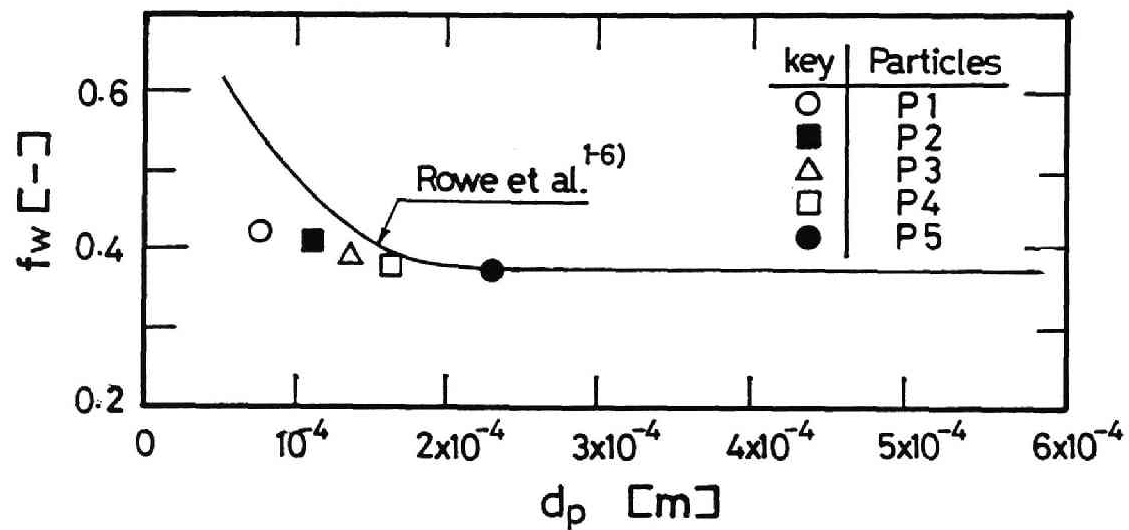


Fig.1-11 Effect of particle diameter on wake fraction

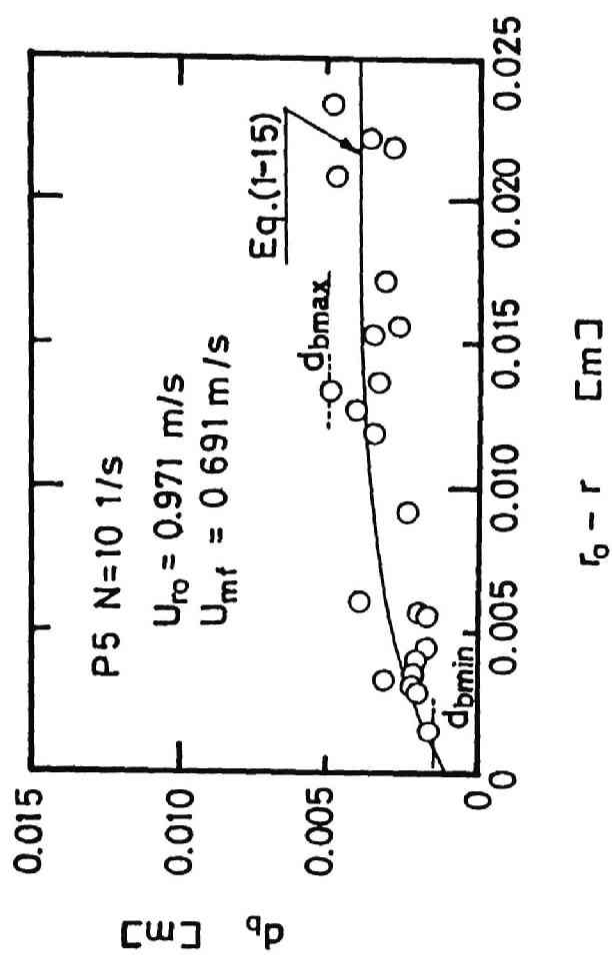


Fig.1-12 Variation of bubble diameter with bed height

傍の最小気泡径 d_{bmin} と層内の最大気泡径 d_{bmax} を求めた。

(1) 最小気泡径

この最小気泡径が分散板で発生する気泡径とほぼ等しいと考え、重力場で三輪ら¹⁻⁴⁾が導出している多孔質板上で生成される気泡径の推算式 Eq.(1-9)中の重力加速度 g を分散板での遠心加速度 $r_o \omega^2$ で置き換えた Eq.(1-13)の計算値と実測値の比較を行った。ここで U_{ro} は分散板通過時のガス速度、 U_{mf} は分散板基準の最小流動化速度である。

$$d_{bmin} = \frac{3.75}{r_o \omega^2} (U_{ro} - U_{mf})^2 \quad (1-13)$$

その結果を Fig.1-13 に示す。図中の実線が Eq.(1-13) の計算値である。実測の d_{bmin} は計算値より大きな値となる。これはガス速度の小さい領域では気泡は分散板で均一に発生するのでなくガスが流れやすい分散板の部分をガスが多く流れるために生成する気泡が大きくなると考えられる。このことは重力場の流動層でも観察される(図中の◆)。しかしガス速度が大きく回転数が高い場合の生成気泡径は計算値とほぼ等しくなる。

(2) 最大気泡径

d_{bmin} と同様に、Mori-Wen¹⁻⁵⁾ の最大気泡径の推算式 Eq.(1-10)中の g を $r_o \omega^2$ に代えた Eq.(1-14)の計算値と d_{bmax} の実測値の比較を行った (Fig.1-14)。

$$\begin{aligned} d_{bmax} &= 2.59(r_o \omega^2)^{-0.2} \{(U_{ro} - U_{mf}) A_t\}^{0.4} \\ &= 2.59 A_t^{0.4} \left\{ \frac{(U_{ro} - U_{mf})^2}{r_o \omega^2} \right\}^{0.2} \end{aligned} \quad (1-14)$$

図中の実線が Eq.(1-14)中の A_t として円筒分散板の面積 $69.2 \times 10^{-4} \text{m}^2$ を用いた場合の計算結果である。実測値はいずれの回転数、粒子の場合にも計算値の約 1/10 程度の値になる。遠心流動層の層高は重力場の流動層に比べ非常に小さく、本実験の層高も 0.02m 程度である。したがって気泡の合体の頻度が小さく、重力場での最大到達気泡の状態にはならないと考えられる。

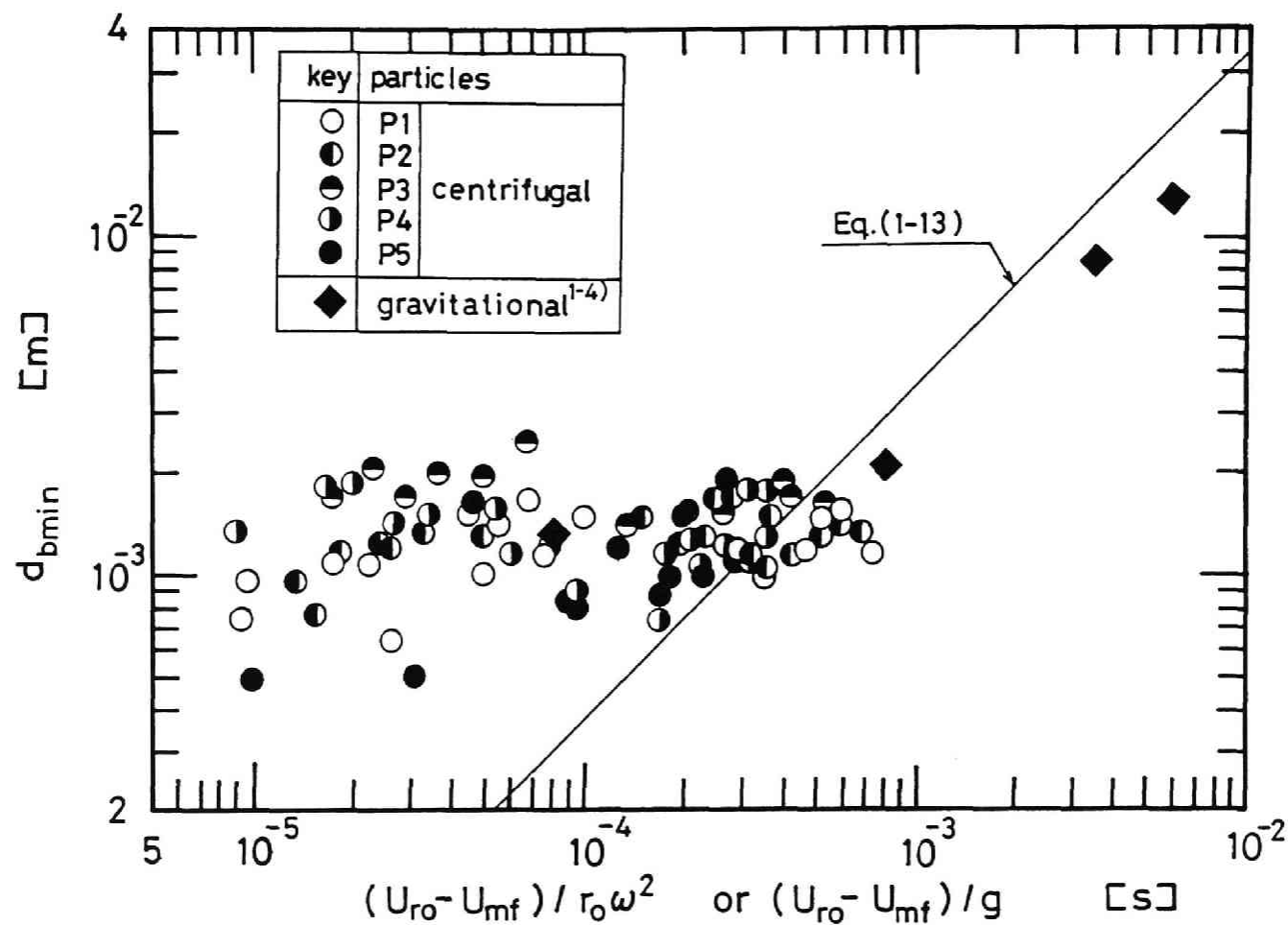


Fig.1-13 Relationship between minimum bubble diameter and excess gas

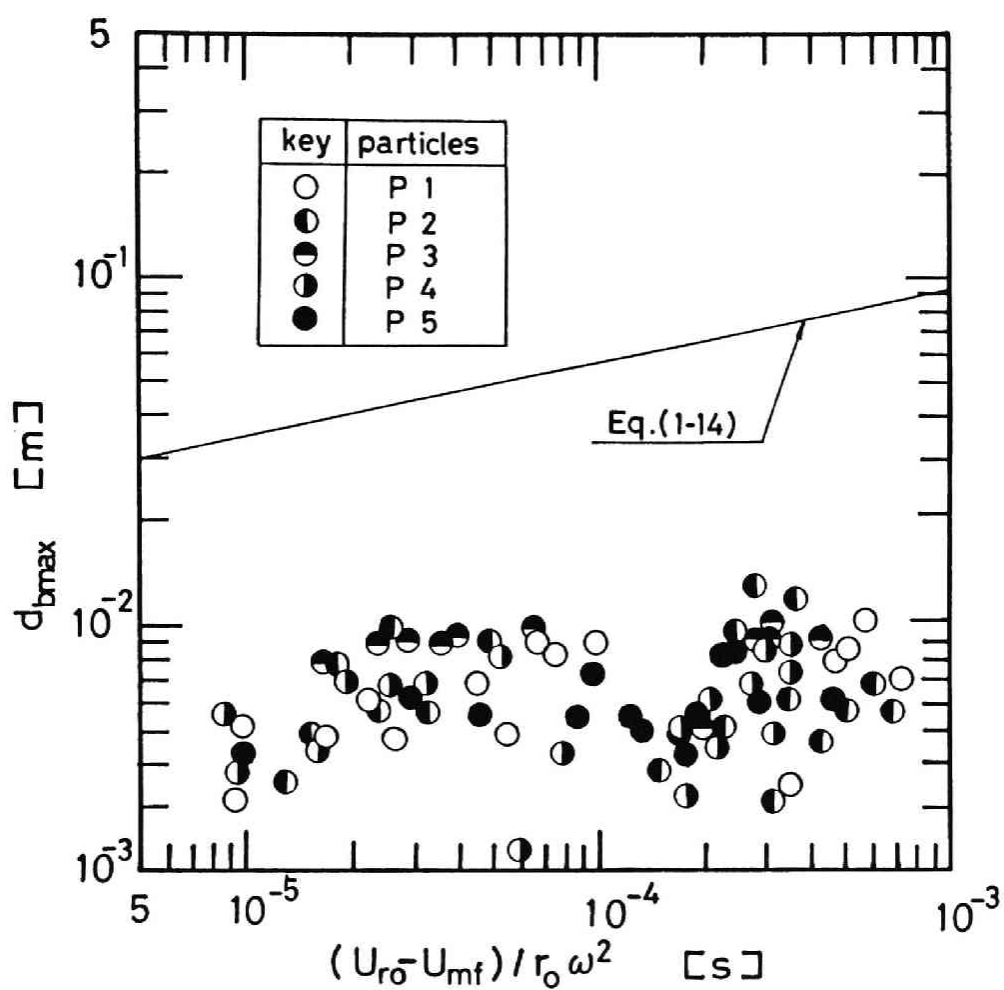


Fig.1-14 Relationship between maximum bubble diameter and excess gas

(3) 気泡径の半径方向分布

流動層内の気泡径は層高さで変化するが、遠心流動層もFig.1-12に示すように層高さ(半径)方向で分布をもち、重力場の場合と同様に気泡が合体しながら大きくなるという傾向はあるが、気泡の分布は複雑で、生成気泡径と最大気泡径の差も小さく生成気泡径に近い大きさの気泡が層表面で観察されることもある。

遠心流動層の半径方向の気泡径分布の実験データを重力場の流動層と同様の形の次式で整理した。

$$\frac{d_{b\max} - d_b}{d_{b\max} - d_{b\min}} = \exp[-K(r_0 - r)] \quad (1-15)$$

Eq.(1-15)中の $d_{b\min}$ としてEq.(1-13), $d_{b\max}$ としてEq.(1-16)を用い, $K=200$ とした時の計算結果をFig.1-12中の実線で示すが、本式で本実験の結果を整理できる。

$$d_{b\max} = [2.59(r_0 \omega^2)^{-0.2} \{(U_{ro} - U_{mr})A_t\}^{0.4}] \times 0.06 \quad (1-16)$$

3-3 気液系気泡と気固系気泡の比較

遠心力場の気液系、気固系のいずれの気泡も、重力場に比べ生成する気泡の大きさは小さくなる。これは気泡形成時に作用する遠心力によるものである。また気泡の形状は気液系気泡では重力場に比べ扁平であり気泡の運動と共に変化する。しかし気固系気泡の形状は重力場とほぼ同様であり、気泡径によらず常に同一形状である。気液系気泡では気液界面が存在しこれによって気泡形状が決まるのに対し、気固系気泡では粒子によって囲まれた空隙が気泡であり一義的な界面は存在しない。このため気液系および気固系気泡の相違が生じると考えられる。

結 言

遠心力場における気泡の挙動を考察した。まず遠心力場の気液系単一気泡の挙動を実験的に検討した。続いて遠心流動層内の気泡の形状、大きさを実験的に求

め、以下の知見を得た。

1)遠心力場で生成する気泡の大きさは気液系、気固系いずれの場合にも、重力場に比べ小さく回転数の増大と共に減少する。

2)遠心力場の気液系単一気泡の軌跡は、液面近傍を除いて気泡の運動方程式 Eqs.(1-1),(1-2)の計算結果とほぼ一致した。

3)遠心力場の気液系の気泡の形状は重力場に比べ扁平であるが、遠心流動層の気固系気泡の形状は重力場の気泡と殆ど変わらず、ウェーク分率は約0.4である。

4)気固系遠心流動層の最小気泡径の実測値はEq.(1-13)、最大気泡径の実測値はEq.(1-14)の約1/10の値でほぼ相関できる。また半径方向の気泡径の変化は重力場と同様のEq.(1-15)で表すことができる。

Literature Cited

- 1-1)Batchelor,G.K.: "An Introduction to Fluid Dynamics",Cambridge Univ.
Press, Cambridge(1970)
- 1-2)Bhaga,D. and M.E.Weber: J. Fluid Mech., 105, 61(1981)
- 1-3)Chevray,R., Y.N.I.Chan and F.B.Hill: AIChE J., 26, 390(1980)
- 1-4)Miwa,K., S.Mori, T.Kato and I.Muchi: Kagaku Kogaku, 35, 770(1971)
- 1-5)Mori,S. and C.Y.Wen: AIChE J., 21, 109(1975)
- 1-6)Rowe,P.N.: Chem. Eng. Sci., 3, 285(1976)
- 1-7)Schrage,D.L. and H.C.Perkins Jr.: Trans. of ASME, J. Basic Eng., 94,
187(1972)
- 1-8)Siekmann,J. and W.Johann: Ing. Arch., 45, 307(1976)
- 1-9)Takahashi,T., T.Miyahara: Kagaku Kogaku Ronbunshu, 2, 138(1976)
- 1-10)Takahashi,T., T.Miyahara and H.Izawa: Kagaku Kogaku Ronbunshu, 2,
482(1976)
- 1-11)Versteeg,G.F. and W.P.M. van Swaaij: I.Chem.Symp.Ser., No.104, B139
(1988)
- 1-12)Voit,H. and A.Mersmann: Proc. German/Japanese Symp. Bubble Columns,
p.73(1988)

Nomenclature

A_t	= area of distributor	$[m^2]$
a	= longer diameter of bubble	$[m]$
a', b'	= constants in Eq.(1-12)	$[-]$
Bo	= Bond number	
	$= \rho_l d_n^2 g / \sigma$	
	$= \rho_l d_b^2 g / \sigma$	$[-]$
Bo'	= modified Bond number	
	$= \rho_l d_n^2 r_o \omega^2 / \sigma$	
	$= \rho_l d_b^2 r_o \omega^2 / \sigma$	$[-]$
C_D	= drag coefficient	$[-]$
C_v	= virtual mass coefficient	$[-]$
d_b	= bubble diameter	$[m]$
$d_{b_{max}}$	= maximum diameter of bubble	$[m]$
$d_{b_{min}}$	= minimum diameter of bubble	$[m]$
d_{b_0}	= initial diameter of bubble	$[m]$
d_n	= nozzle diameter	$[m]$
D_t	= diameter of fluidized bed column	$[m]$
d_p	= particle diameter	$[m]$
f_b	= frequency of bubble formation	$[1/s]$
f_w	= volume fraction of wake in bubble	$[-]$
g	= gravitational acceleration	$[m/s^2]$
K	= constant in Eq.(1-14)	$[-]$
M	= added mass of bubble	$[m^3]$

M_o	= mass of bubble	$[m^3]$
Re	= Reynolds number	
	$= d_b U_b \rho_l / \mu_l$	$[-]$
r	= radial position	$[m]$
r_o	= outer radius of bed	$[m]$
t	= time	$[s]$
U	= superficial gas velocity	$[m/s]$
U_b	= rising velocity of bubble	$[m/s]$
U_{mf}	= minimum fluidization velocity	$[m/s]$
U_r	= superficial gas velocity at r	$[m/s]$
U_{ro}	= superficial gas velocity at distributor	$[m/s]$
ϵ	= void fraction of bed	$[-]$
θ	= angular position	$[rad]$
θ_o	= angular position at bubble formation	$[rad]$
θ_w	= angular of wake shown in Fig.1-14	$[rad]$
μ_l	= liquid viscosity	$[Pa \cdot s]$
ρ_l	= liquid density	$[kg/m^3]$
ρ_p	= particle density	$[kg/m^3]$
ρ_g	= gas density	$[kg/m^3]$
σ	= surface tension	$[N/m]$
ω	= rotational speed	$[rad/s]$

第2章 最小流動化速度と圧力損失

緒 言

流動層の一般的な操作範囲は、最小流動化速度と粒子飛び出しガス速度のガス速度間であり、これらのガス速度を把握しておくことは重要である。また粒子層をガスが通過する際の圧力損失についての知見は装置の設計・運転には不可欠である。

遠心流動層の最小流動化速度および圧力損失については、これまで理論的・実験的研究が行われているが^{2-4, 2-12)}、その多くが縦型遠心流動層装置の結果である^{2-1, 2-2, 2-8, 2-11)}。また遠心流動層の特有な現象である層表面で流動化が始まる「表面流動化現象」についての理論的考察は行われているが^{2-1, 2-8)}、そのガス速度は実験的には確認されていない。

本章では従来、研究の殆ど行われていない横型遠心流動層装置の操作範囲を明らかにする目的で、最小流動化速度、表面流動化速度、圧力損失を実験的に検討した。

1. 既往の研究の概要

回転している円筒状の粒子層に層外周部の分散板から通気すると、ガスは粒子間の空隙を通りフリーボードからローターの出口部分を経て装置外へ出る。ガス速度を徐々に大きくするとローター中心に近い層表面で粒子の流動化が始まり、さらにガス速度を上げると流動化は外周部に拡大し、やがて粒子層全体が完全な流動層となる。このように遠心流動層では、重力場の流動層の様にあるガス速度

(最小流動化速度)で粒子の流動化が層全体で同時に始まるのではなく、粒子に働く遠心力が小さく粒子層を通過するガス速度が大きい層表面から流動化が始まる^{2-1, 2-8)}。

さて遠心流動層におけるガスが粒子層中を通過する際生じる圧力損失 ΔP_{bed} は実験的には全圧力損失 ΔP_{total} と分散板通過時の圧力損失 $\Delta P_{distributor}$ から次式で求めることができる²⁻⁵⁾。

$$\Delta P_{bed} = \Delta P_{total} - \Delta P_{distributor} \quad (2-1)$$

この ΔP_{bed} を分散板基準のガス速度 U_{r0} に対して点綴した場合、固定層域と流動層域の各々のデータを外挿した交点が重力場の流動層における最小流動化速度 U_{nr} に相当する。

遠心流動層の固定層域での圧力損失は、次式で与えられる。

$$\frac{dP}{dr} = \phi_1 U_r + \phi_2 U_r^2 \quad (2-2)$$

ここで係数 ϕ_1 , ϕ_2 はErgun²⁻³⁾により,

$$\phi_1 = 150(1-\varepsilon)^2 \frac{\mu_g}{\varepsilon^3 (\phi_p d_p)^2} \quad (2-3)$$

$$\phi_2 = 1.75(1-\varepsilon) \frac{\rho_g}{\varepsilon^3 (\phi_p d_p)} \quad (2-4)$$

ここで ε は粒子の空隙率, ϕ_p は粒子の形状係数を表す。また半径 r でのガス速度 U_r は

$$U_r = U_{r0} \left(\frac{r_0}{r} \right) \quad (2-5)$$

であるから, Eq.(2-2)は

$$\frac{dP}{dr} = \phi_1 \left(\frac{U_{r0} r_0}{r} \right) + \phi_2 \left(\frac{U_{r0} r_0}{r} \right)^2 \quad (2-6)$$

次に流動層域での圧力損失は次式で表せる。

$$\frac{dP}{dr} = (\rho_p - \rho_g)(1-\varepsilon) \frac{v_g^2}{r} \quad (2-7)$$

ここで v_θ は粒子層の円周方向の速度であり、剛体回転(rigid body rotation), 自由渦(free vortex motion), 一定速度の場合, 各々Eqs.(2-8)~(2-10)で与えられる²⁻¹⁰⁾。

$$v_\theta = \omega r \quad (2-8)$$

$$v_\theta = \omega r_o^2 / r \quad (2-9)$$

$$v_\theta = \omega r_o \quad (2-10)$$

遠心流動層の粒子層の運動は剛体回転に近いといわれているので²⁻⁹⁾,

$$\frac{dP}{dr} = (\rho_o - \rho_g)(1 - \varepsilon)r\omega^2 \quad (2-11)$$

さて半径位置 r での粒子層の流動化開始条件はEqs.(2-6),(2-11)を等置することにより得られる。ここで r を層表面の半径 r_i とすれば層表面近傍の粒子が流動化を開始する表面流動化開始速度 U_{mfs} となる²⁻⁸⁾。

$$U_{mfs} = \frac{-\phi_1 + \{\phi_1^2 + 4\phi_2(1 - \varepsilon)(\rho_o - \rho_g)r_i\omega^2\}^{1/2}}{2\phi_2(r_o/r_i)} \quad (2-12)$$

この流動化条件を満たす半径位置はガス速度の増加と共に半径の大きい部分へと拡がり, やがて層全体が流動化する。この時のガス速度が重力場で通常用いられる最小流動化速度 U_{mf} に相当するが, この速度についてはいくつかの推算式が提案されている。

Levy²⁻¹¹⁾は縦型遠心流動層における U_{mf} を層外半径(分散板半径) r_o で前述の流動化開始条件を満たすガス速度とする U_{mf} の推算式を提案している。

$$U_{mf} = \frac{-\phi_1 + \{\phi_1^2 + 4\phi_2(1 - \varepsilon)(\rho_o - \rho_g)r_o\omega^2\}^{1/2}}{2\phi_2} \quad (2-13)$$

Takahashiら²⁻¹²⁾, Fanら²⁻⁴⁾は横型遠心流動層の粒子全体の見かけの質量と固定層の粒子層を通るガスの全抵抗が等しくなった時のガス速度を U_{mf} としている。遠心流動層の層高は一般的に小さいため半径方向で ε の変化は無視できると考えると, 分散板単位面積当りの粒子層の見かけ上の重量 G は次式となり, 流動化状態での圧力損失に相当する。

$$G = \frac{\int_{r_i}^{r_o} 2\pi \rho_p (1-\varepsilon) L \omega^2 r^2 dr}{2\pi L r_o}$$

$$= \frac{1}{3} \rho_p \omega^2 (1-\varepsilon) \frac{r_o^3 - r_i^3}{r_o} = \Delta P_{b,d} \quad (2-14)$$

固定層の粒子層を通るガスの全抵抗力はEq.(2-6)を r_i から r_o まで積分することで得られる。

$$F = \int_{r_i}^{r_o} \phi_1 \left(\frac{U_{r,o} r_o}{r} \right) + \phi_2 \left(\frac{U_{r,o} r_o}{r} \right)^2 dr$$

$$= \phi_1 U_{r,o} r_o \ln \left(\frac{r_o}{r_i} \right) + \phi_2 U_{r,o}^2 r_o^2 \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_o} \right) \quad (2-15)$$

$G = F$ となるガス速度が U_{mf} なので

$$U_{mf} = \frac{-B + (B^2 + 4AC)^{0.5}}{2A} \quad (2-16)$$

$$A = \phi_2 r_o^2 \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_o} \right)$$

$$B = \phi_1 r_o \ln \left(\frac{r_o}{r_i} \right)$$

$$C = \frac{1}{3} (\rho_p - \rho_g)(1-\varepsilon) \omega^2 \frac{r_o^3 - r_i^3}{r_o}$$

またEq.(2-11)を層内半径 r_i から層外半径 r_o まで積分したものを遠心流動層の流動化状態での圧力損失と考え、 ε は半径方向で一定とすると

$$\Delta P_{b,d} = \int_{r_i}^{r_o} (\rho_o - \rho_g)(1-\varepsilon) r \omega^2 dr$$

$$= \frac{1}{2} (\rho_o - \rho_g)(1-\varepsilon) \omega^2 (r_o^2 - r_i^2) \quad (2-17)$$

Eqs.(2-15),(2-17)から最小流動化速度は次式で表せる²⁻⁸⁾。

$$U_{mf} = \frac{-B + (B^2 + 4AD)^{0.5}}{2A} \quad (2-18)$$

ここで

$$D = \frac{1}{2} (\rho_p - \rho_g)(1 - \varepsilon) \omega^2 (r_o^2 - r_i^2)$$

さらに遠心流動層の流動化状態の圧力損失については粒子層全体の重量Wを考え、たGel'perinら²⁻⁵⁾のEq.(2-19)がある。

$$\Delta P_{b,cd} = \frac{W \omega^2}{2\pi L} \quad (2-19)$$

これらの種々の推算式による U_{mf} の計算値は、層高($r_o - r_i$)が非常に小さい場合ほぼ等しいが、層高が大きくなると、

$$\text{Eq. (2-13)} \gg \text{Eq. (2-18)} \gg \text{Eq. (2-16)}$$

となる。また圧力損失の推算式については、

$$\text{Eq. (2-19)} \approx \text{Eq. (2-17)} \gg \text{Eq. (2-14)}$$

となる。

2. 実験装置および方法

実験装置は第1章で述べた横型遠心流動装置(Fig.1-8)で、分散板円筒は有効幅0.0453mのものを使用した。

実験ではまず所定の重量の粒子をローター内に仕込み、ストロボスコープを用いてローターの回転を所定の回転数に調整した。次に送風機からの空気を遠心流動層装置に供給し、層内の粒子を十分流動化した。その後ガス速度を徐々に下げ、オリフィス流量計でガス速度を測定すると同時に、中空軸にとりつけた圧力タップで圧力を測定した。この圧力の測定値 ΔP_{total} とEq.(2-1)により圧力損失を求

めた。そして圧力損失－ガス速度の関係から最大圧力損失および最小流動化速度を決定した。

表面流動化開始速度の測定は以下の方法で行った。前述の実験で一旦通気を止め、使用した粒子と同一の粒子を赤色インクで着色したトレーサー粒子を層内に微量入れ、層内表面に非常に薄い着色粒子層を形成した。次にガス速度を徐々に増加させ粒子層表面が流動化して着色粒子層が赤と無色ビーズの斑点状になるのを目視で確認し、このガス速度を表面流動化開始速度とした。

粒子はガラスビーズでふるい1段分に調整したものを用いた。その詳細をTable 2-1に示す。また回転数は $10 \sim 16.7 \text{ s}^{-1}$ の範囲で変えた。

Table 2-1 Diameter of fluidized particles

	$d_p \times 10^6 \text{ [}\mu\text{m]}$	
G 1	63	75
G 2	75	88
G 3	88	105
G 4	105	125
G 5	125	150
G 6	150	170
G 7	170	210

3. 実験結果および考察

3-1 表面流動化開始速度

表面流動化開始速度 U_{mf} の実測値と層高の関係をFig.2-1に示す。図中の実線はEq.(2-12)の計算値である。遠心流動層では同じ装置、粒子を使用した場合でも粒子充填量が大きくなると表面流動化開始速度が小さくなる。これは重力場の流動層との大きな相違点である。

次に表面流動化開始速度の実測値 $U_{mf(expt)}$ とEq.(2-12)の計算値 $U_{mf(calc)}$ の比

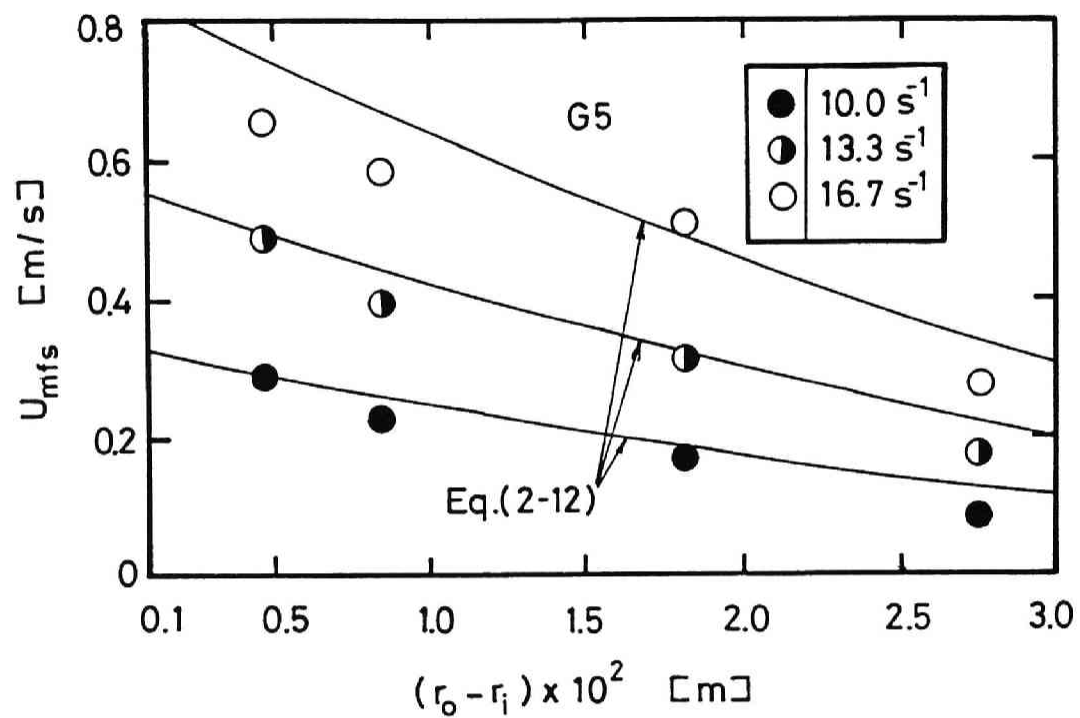


Fig.2-1 Effect of bed height on surface minimum fluidization velocity

較をFig.2-2に示す。実測値が計算値よりやや小さくなることもあるが(0~-30%), これはトレーサー粒子層の層高が不均一であるための測定上の誤差と考えられる。以上より表面流動化開始速度はほぼ既往の結果であるEq.(2-12)で表すことができる。

3-2 最小流動化速度と最大圧力損失

圧力損失-ガス速度曲線の実測値の一例をFig.2-3に示す。 U_{mr} 以上ではガス速度の増加と共に粒子の流動化は半径の大きい部分へ拡大し、同時に圧力損失も増加する。そして圧力損失が最大に達し、その後は一定値を示す。この圧力損失を本研究では最大圧力損失 ΔP_{max} と定義する。また、この圧力損失-ガス速度曲線で最大圧力損失と固定層部分の圧力損失を外挿した交点のガス速度が重力場の流動層の最小流動化速度に相当し、本研究ではこのガス速度を U_{mr} と定義する。

(a)最大圧力損失

最大圧力損失を表すEq.(2-14)およびEq.(2-17)の計算値をFig.2-3中に示すが、実測値はEq.(2-14)に近い値を示す。実測した ΔP_{max} とEq.(2-14)の計算値の比較をFig.2-4に示す。

(b)最小流動化速度

Fig.2-3における U_{mr} の実測値はLevyらの式Eq.(2-13)の推算値に比べ小さな値を示し、横型遠心流動層での既往の推算式Eq.(2-16)とほぼ等しい値となる。これは半径の小さい場所で既に流動化している粒子の運動などにより流動化条件を満たさない半径位置の粒子も流動化するためと考えられる。

U_{mr} と粒子径 d_p の関係をFig.2-5に、 U_{mr} と回転数 N の関係をFig.2-6に示す。図中の実線はEq.(2-16)の計算値である。本実験の範囲では U_{mr} はほぼ d_p^2 、 N^2 に比例する。Figs.2-5,2-6中にこの実験条件に相当する重力場の流動層(層高0.008m)の U_{mr} の計算結果も示す。遠心流動層では重力場に比べて高ガス速度での操作が可能であり、そのガス速度は重力場における高速流動層や循環流動層の操作域に達する。

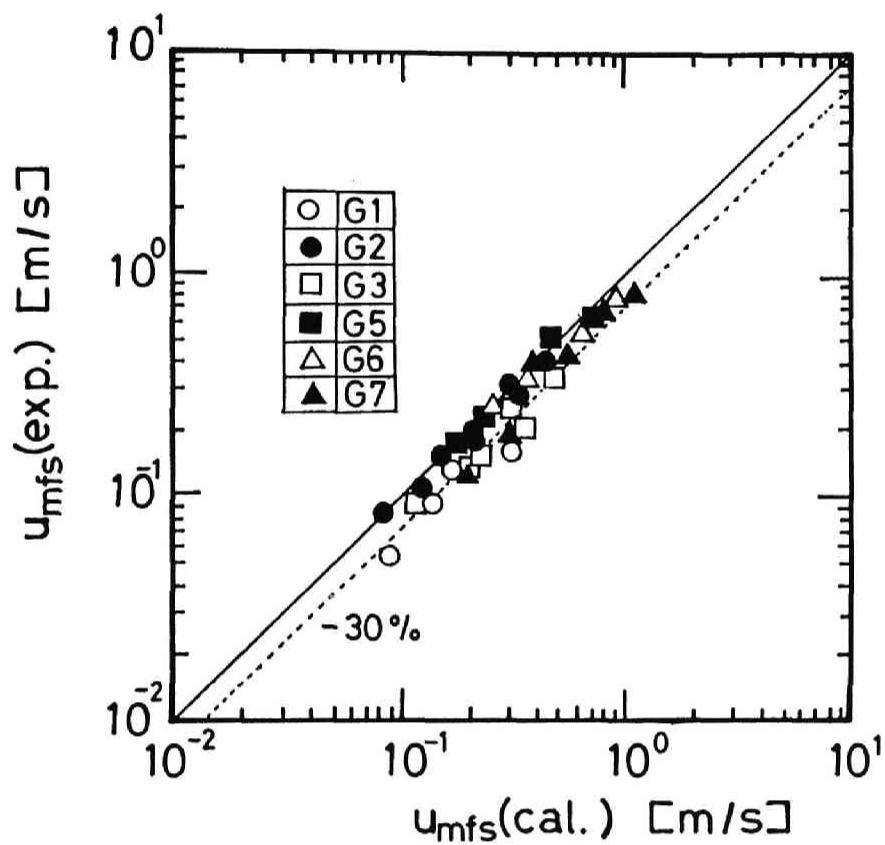


Fig.2-2 Comparison between experimental and calculated values of U_{mfs}

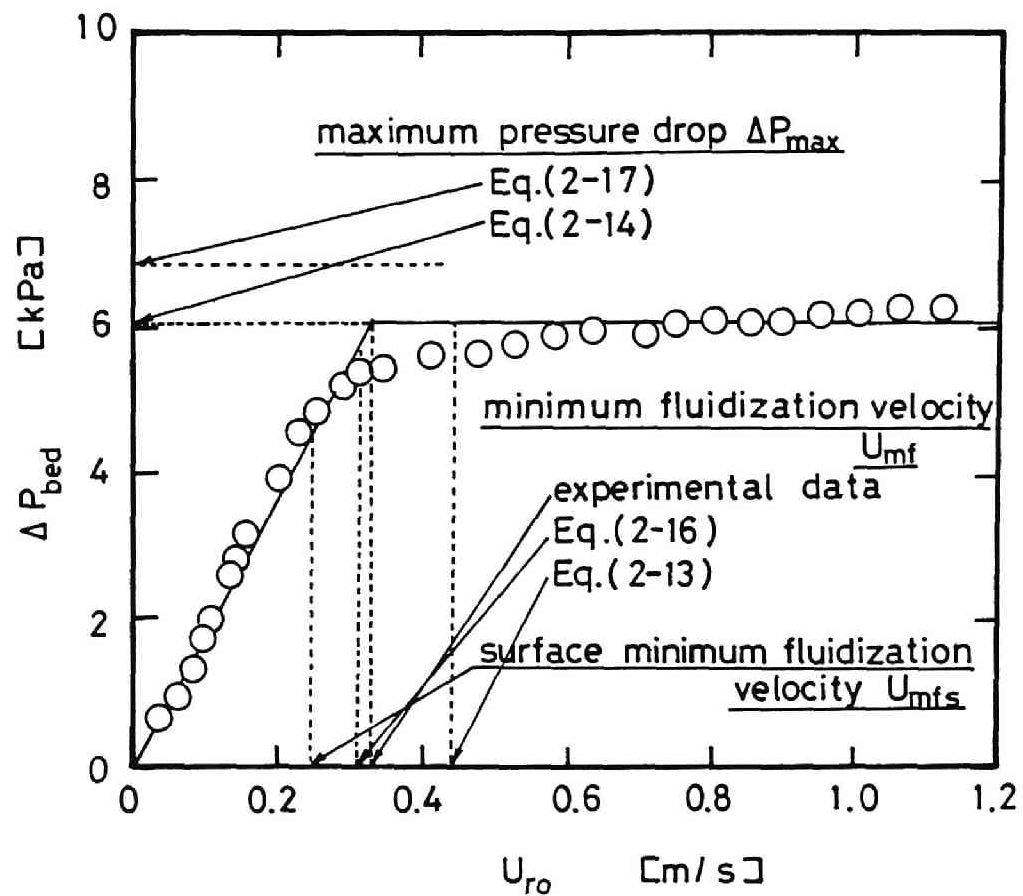


Fig.2-3 Variation of pressure drop with gas velocity

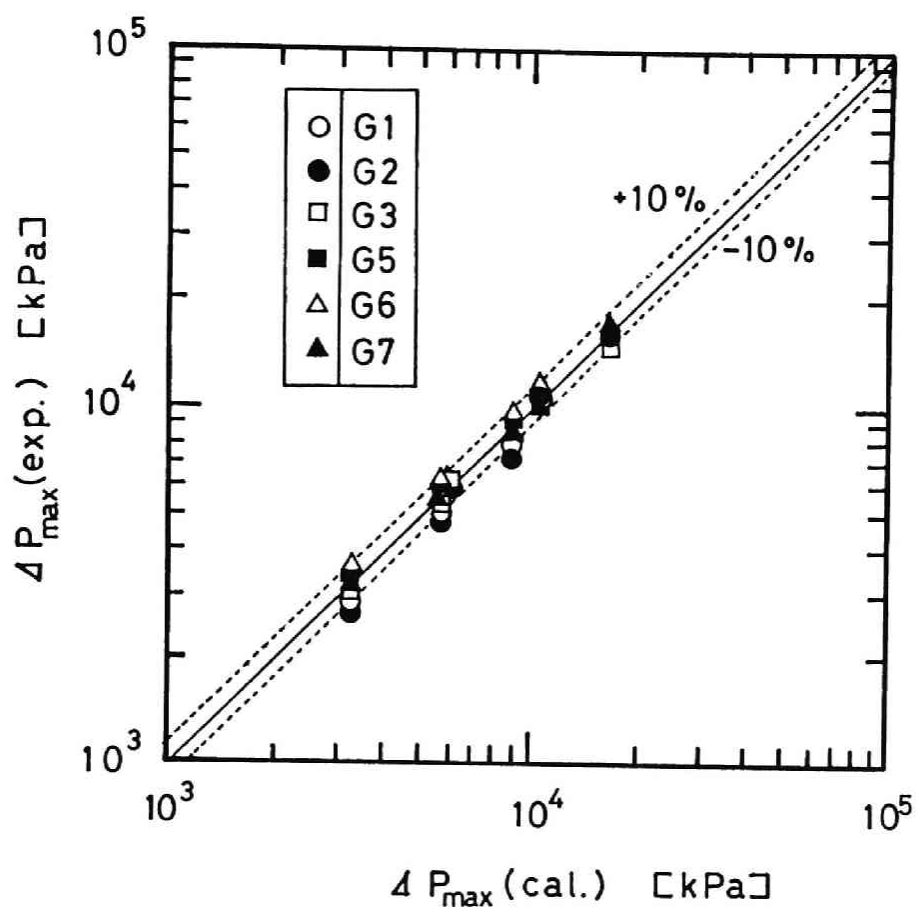


Fig.2-4 Comparison between experimental and calculated values by
Eq.(2-14) of ΔP_{\max}

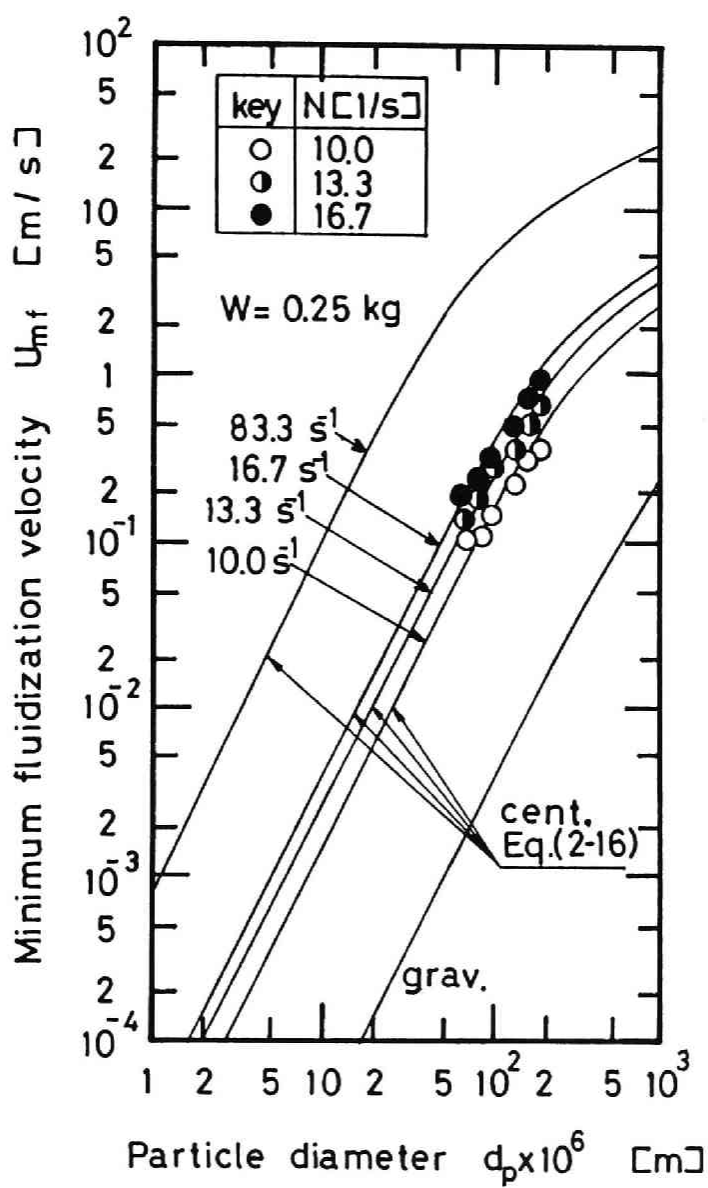


Fig.2-5 Effect of particle diameter on minimum fluidization velocity

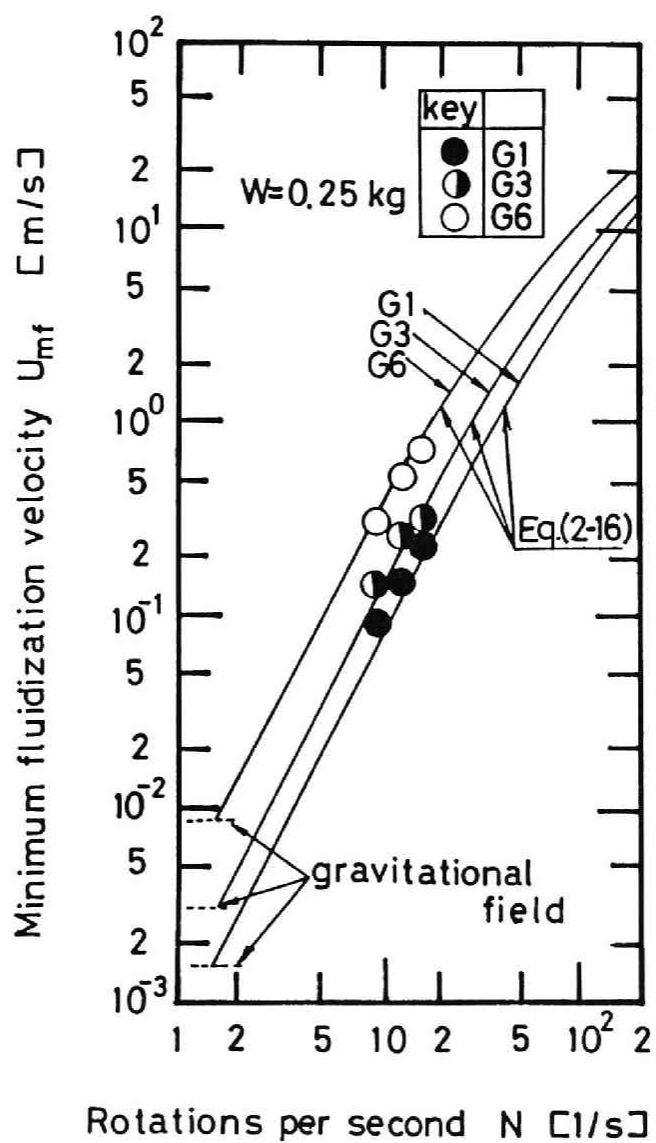


Fig.2-6 Effect of rotational speed on minimum fluidization velocity

3-3 遠心流動層による微粉流動化の考察

粒子径の小さな粒子は粒子に働く重力に比べて粒子間の付着力が大きく凝集しやすい。重力は粒子径の3乗に比例するが、付着力は粒子径の1乗に比例するといわれており見かけの付着力は粒子径が小さいほど支配的になる²⁻⁷⁾。粒子に働く重力と粒子の付着力の比の関係の文献値の一例²⁻⁷⁾をFig.2-7に示すが、重力と付着力が等しくなる粒子径を平衡粒子径 d_{eq} という。 d_{eq} 以上の粒子径では重力支配、 d_{eq} 以下では付着力支配となる。付着力は粉体によって異なるが、重力場で d_{eq} は平均で30~50 μm といわれている。一方、重力場の流動層の流動化特性を与える Geldart²⁻⁸⁾の粉体の分類で付着性微粉で難流動化のC粒子に属する粒子は通常の粒子密度500~3000 kg/m^3 では20~50 μm 以下となり、付着力支配の粒子の範囲と一致する。

このような微粉を通常の重力場の流動層で流動化させようとするすると低ガス流速では流動化が困難でチャネリング状態となる。しかし遠心流動層のような遠心力場では粒子に働く遠心力のために、 d_{eq} はFig.2-7に示すように小粒子径側にシフトする。このことは遠心流動層において粒子径の小さい微粉でも重力(遠心力)支配の d_{eq} 以上の領域であり、流動化が良好に行えることを示唆している。

しかし遠心流動層装置での10 μm 以下の微粉やサブミクロン粒子の流動化実験はまだ行われておらず今後の課題といえる。

結 言

横型遠心流動層装置を用いて遠心流動層の表面流動化開始速度、最小流動化速度、最大圧力損失の実験的検討を行い、以下の知見を得た。

1)層表面で粒子が流動化し始める表面流動化開始速度は、半径位置での流動化条件を考えた既往のEq.(2-12)で相関できる。

2)遠心流動層の最大圧力損失は、分散板にかかる粒子層の見かけ上の重量と見

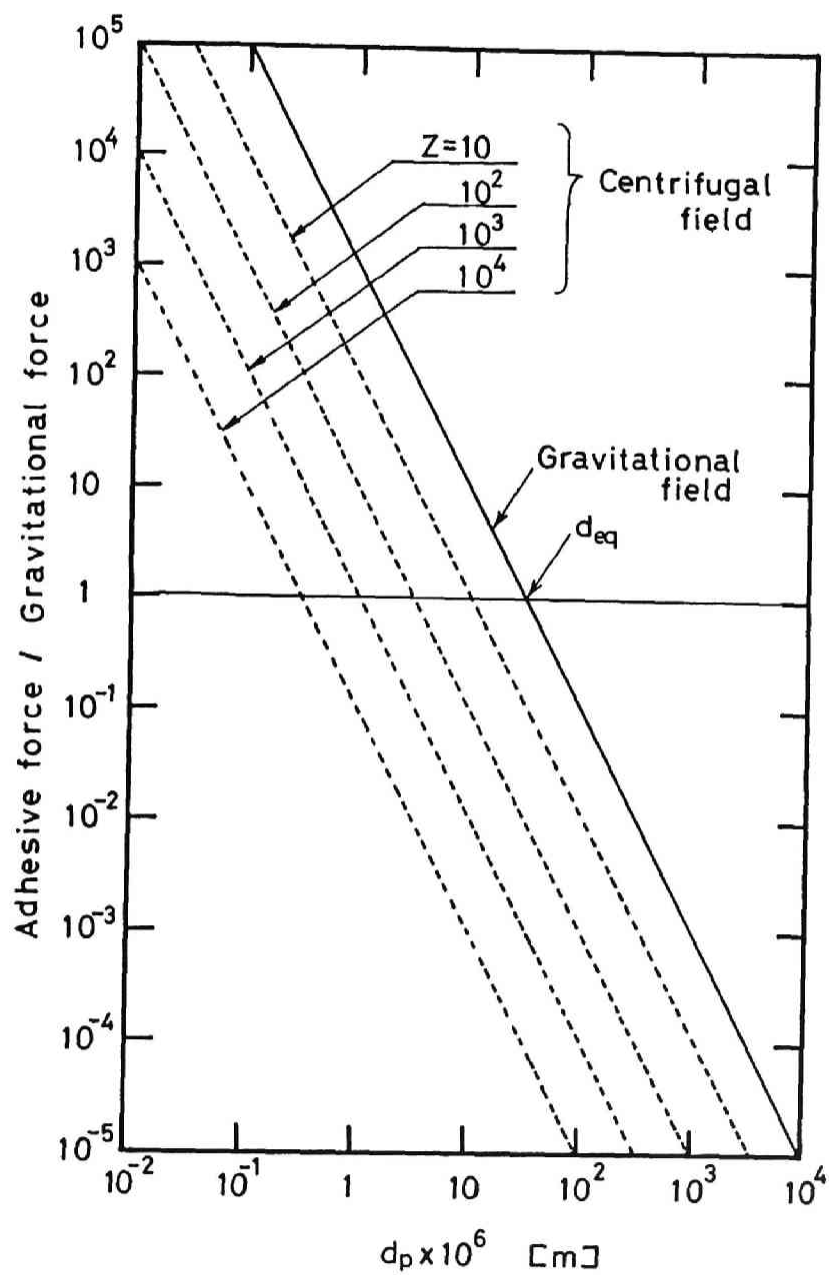


Fig.2-7 Ratio of adhesive and gravitational force

なした既往の Eq.(2-14)で表わすことができる。

3)重力場の最小流動化速度に相当するガス速度は， 粒子層全体で流動化条件を考えた既往の Eq.(2-16)で相関できる。

Literature Cited

- 2-1)Chen,Y.M.: AIChE J., 33, 722(1987)
- 2-2)Demircan,N., B.H.Gibbs, J.Swithenbank and D.S.Taylor:"Fluidization",
p.270, J.F.Davidson and D.L.Kearins(eds.), Cambridge Univerisity
Press, Cambridge(1978)
- 2-3)Ergun,S.: Chem. Eng. Prog., 48, 89(1952)
- 2-4)Fan,L.T., Y.S.Yu, T.Takahashi and Z.Tanaka: AIChE J., 31, 999(1985)
- 2-5)Gel'perin N.I., V.G.Ainstein and A.V.Zaikovskii: Khim. Mash, (3). 1
(1960)
- 2-6)Gerdart,D.: Powder Tech., 7, 285(1973)
- 2-7)Jinpo,G.: "Huntai no Kagaku",p.18, Kodansha, Tokyo(1985)
- 2-8)Kao,J., R.Pfeffer and G.I.Tardos: AIChE J., 33, 858(1987)
- 2-9)Kroger,D.G., G.Abdoelnour, E.K.Levy and J.C.Chen: Chem. Eng.Commun.,
5, 5(1980)
- 2-10)Levy E.K., C.Dodge and J.Chen: ASME paper, 76HT68(1977)
- 2-11)Levy,E.K., N.Martin and J.Chen: "Fluidization", p.71, J.F.Davidson
and D.L.Kearins(eds.), Cambridge University Press, Cambridge(1978)
- 2-12)Takahashi,T., Z.Tanaka, A.Itoshima and L.T.Fan: J. Chem. Eng.Japan,
17, 333(1984)

Nomenclature

A,B,C=	constant for Eq.(2-16)	
D	= constant for Eq.(2-18)	
d _e	= equivalent diameter of particle	[m]
d _p	= particle diameter	[m]
F	= force exerted by gas on particles in bed	[N]
G	= effective weight of particle in bed	[N]
g	= gravitational acceleration	[m/s ²]
L	= distributor width	[m]
ΔP _{bed}	= pressure drop of gas through bed	[Pa]
ΔP _{distributor}	= pressure drop of gas through distributor	[Pa]
ΔP _{max}	= maximum pressure drop	[Pa]
ΔP _{total}	= total pressure drop of gas	[Pa]
r	= radius	[m]
r _i	= inner radius of bed	[m]
r _o	= outer radius of bed	[m]
t	= time	[s]
U _r	= superficial gas velocity at r	[m/s]
U _{ro}	= superficial gas velocity at distributor	[m/s]
U _{mf}	= minimum fluidization velocity	[m/s]
U _{mf s}	= surface minimum fluidization velocity	[m/s]
v _o	= tangential velocity	[m/s]
W	= weight of packed particles	[kg]
Z	= centrifugal effect ($=r_o \omega^2/g$)	[-]

ε	= void fraction of bed	[-]
μ_g	= gas viscosity	[Pa·s]
ρ_p	= particle density	[kg/m ³]
ρ_g	= gas density	[kg/m ³]
ϕ_1	= first drag coefficient defined by Eq.(2-3)	[-]
ϕ_2	= second drag coefficient defined by Eq.(2-4)	[-]
ϕ_s	= sphericity of particle	[-]
ω	= rotational speed	[rad/s]

第3章 層膨張

緒 言

流動層における粒子層の層膨張は粒子の飛び出しやフリーボードでの粒子の挙動に大きく影響するため、その定量的把握は装置設計上重要な因子である。遠心流動層ではガス速度および粒子に働く抵抗力が半径位置の関数であるので粒子層の表面形状が、表面流動化開始速度や粒子の飛び出し速度などに影響を及ぼし、粒子層中のガス流れにも影響する。

重力の影響を受けやすい縦型遠心流動層の層表面形状については、すでにいくつかの研究結果が報告されているが^{3-1, 3-2, 3-3)}、横型遠心流動層についての報告はない。また遠心流動層の層膨張の定量的検討は殆ど行われていない。

本章では横型遠心流動層の層膨張を定量的に把握することを目的に、層膨張に及ぼす諸因子の影響を実験的に検討した。また層表面形状を検討するために円周方向での粒子層高の均一性を考察した。

1. 既往の研究の概要

垂直軸を中心に回転させる円筒容器内の粒子層の半径方向の層高は、回転数が小さい場合、重力の影響により均一ではなく容器底部ほど大きな放物線面になる^{3-1, 3-2)}。このような不均一な粒子層の状態でガスを容器外壁から流すと、装置上部の層厚さの小さい部分をガスは通りやすく層全体に均一に分散されない。これらのことから縦型遠心流動層装置にはtaper容器を用い、均一な層を形成させることもある。さらに回転数を増加すると遠心力に比べて重力が無視小になるため

粒子層は垂直方向に均一な層高をもつ円筒状の粒子層になる³⁻³⁾。

流動層操作で固定層域では粒子層の空隙率は変化せず、層膨張は起こらない。しかし流動層域ではガス速度の増加と共に空隙率は増大し、層は膨張する。流動層の層膨張は2相説を仮定すると次式となる³⁻⁵⁾。式中の h, H_0, H_{mf} は各々粒子層高、ガスを流さない時の静止層高、最小流動化時の層高である。

$$\frac{h}{H_0} \doteq \frac{h}{H_{mf}} = \frac{1}{1 - (U_{ro} - U_{mf})/U_b} \quad (3-1)$$

横型遠心流動層の層膨張についての報告は殆どないが、Takahashiら³⁻⁶⁾が層膨張のデータを次式で相関している。

$$\frac{1}{N_v} = \exp\{-\beta [(U_{ro}/U_{mf})^n - 1]\} \quad (3-2)$$

ここで

$$N_v = \frac{V}{V_{mf}} = \frac{1 - \varepsilon_{mf}}{1 - \varepsilon} \quad (3-3)$$

であり、 V_{mf}, ε_{mf} は最小流動化時の粒子層の体積および空隙率である。しかし粒子径、回転数、粒子充填量などの層膨張に及ぼす影響は明らかにされていない。

またLindauerら³⁻⁴⁾は縦型遠心流動層を用いて遠心効果を3500まで増加させた実験で、粒子層の空隙率が回転数の増大と共に減少し最密充填に近づくことを報告している。

2. 実験装置および方法

実験装置は第1章に示したものと同一で、分散板は有効幅0.0153, 0.045, 0.0953 mの3種類を用いた。

実験では所定の量の粒子をローター内に充填し、所定の回転数でローターを回転させた。ガス速度を粒子がローターから飛び出す直前まで増加し充分流動化させた後、所定のガス速度にオリフィス流量計で調整した。この時の粒子層全体を

写真撮影し、このネガフィルムを拡大して円周方向に30degreeずつ移動させた12箇所の層高を測定した。同一の条件で3枚のネガフィルムの測定を行い、36個の測定値から平均層高および層の均一性の指標となる標準偏差を求めた。

使用した粒子はTable 3-1に示すガラスビーズでG1,G2,G3粒子は各々フルイ1段分に調整したもので、粒子径分布のあるG4粒子の粒子径分布をFig.3-1に示す。

またローターの回転数は $6.67 \sim 15 \text{ s}^{-1}$ 、粒子静止層高は $0.01 \sim 0.03 \text{ m}$ の範囲である。

Table 3-1 Diameter of fluidized particles

	$d_p \times 10^6 \text{ [}\mu\text{m]}$		
G 1	63	-	88
G 2	125	-	149
G 3	210	-	250
G 4	250	-	590

3. 実験結果および考察

3-1 層膨張

まず分散板幅の層膨張に及ぼす影響について考察した。3種類の幅の分散板を使用して、同一の平均層高になるように所定量の粒子をローター内に仕込み、実験を行った結果をFig.3-2に示す。分散板幅による影響が殆どないことから、ローター側面壁の影響は少なく回転軸方向に均一な粒子層を形成している。

ガス速度を最小流動化速度で除した無次元ガス速度と平均層高の関係の一例をFig.3-3に示す。層高は固定層域($U_{ro}/U_{mr} < 1$)では一定で、流動層域($U_{ro}/U_{mr} \geq 1$)ではガス速度の増加と共に大きくなるが、同一粒子径ならば回転数に関係なくほぼ1本の曲線で表わせる。 U_{mr} は回転数と共に増大し、同一の無次元ガス速度では回転数が大きいほど過剰ガス量すなわち気泡として粒子層を通過するガス量($U_{ro} - U_{mr}$)は大きくなるが、気泡上昇速度 U_b も回転数と共に増大するため、2相説

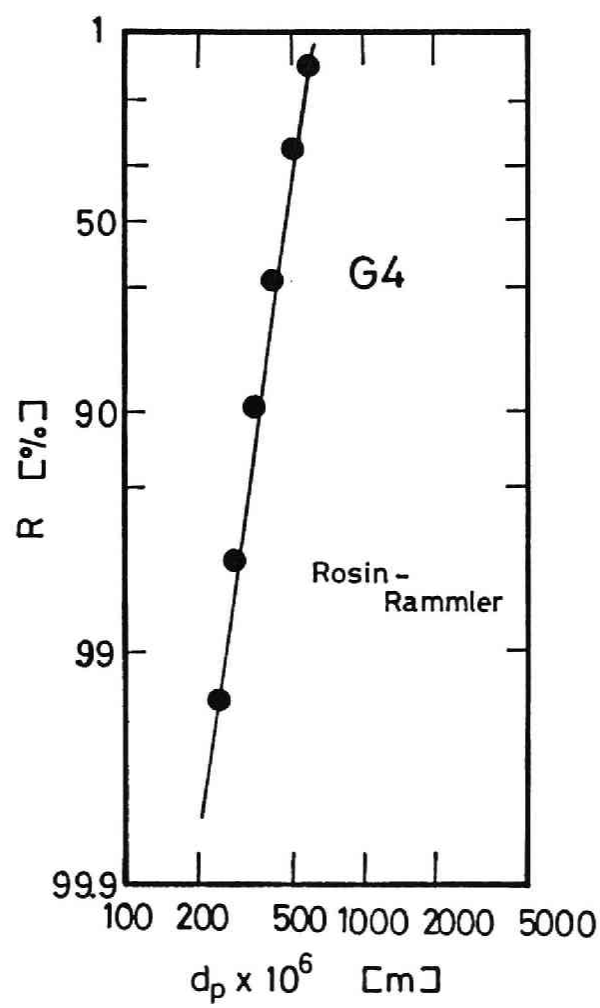


Fig.3-1 Particle diameter distribution

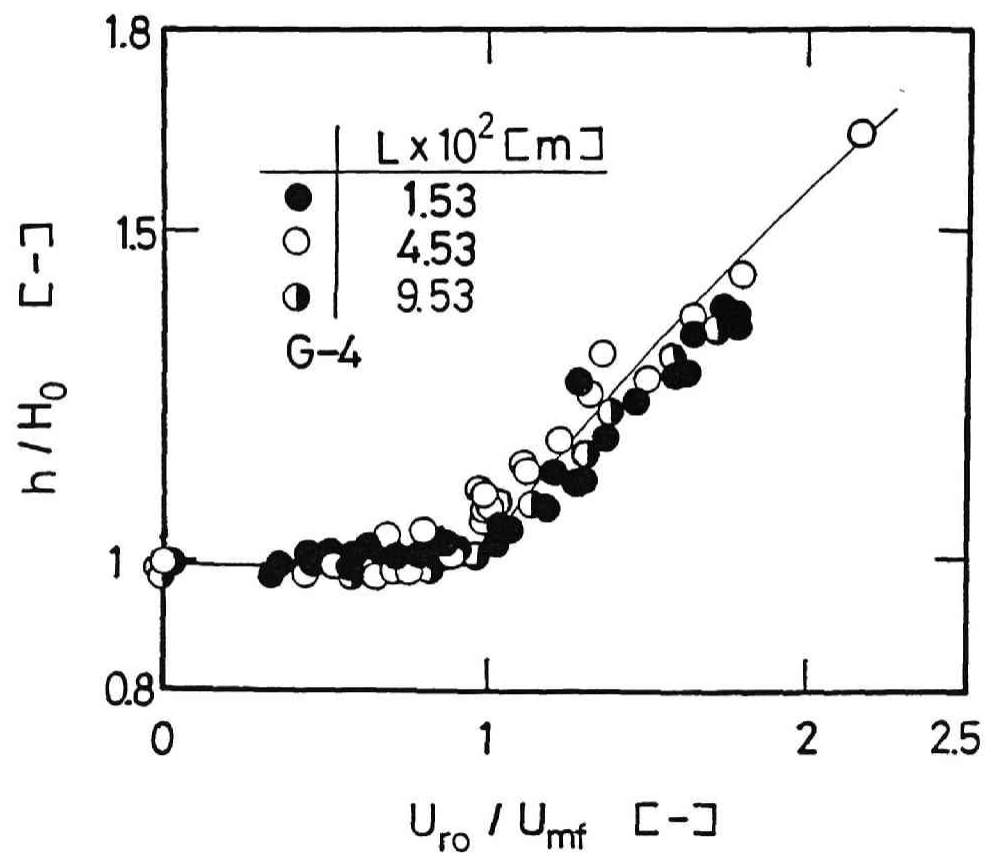


Fig 3-2 Effect of distributor width

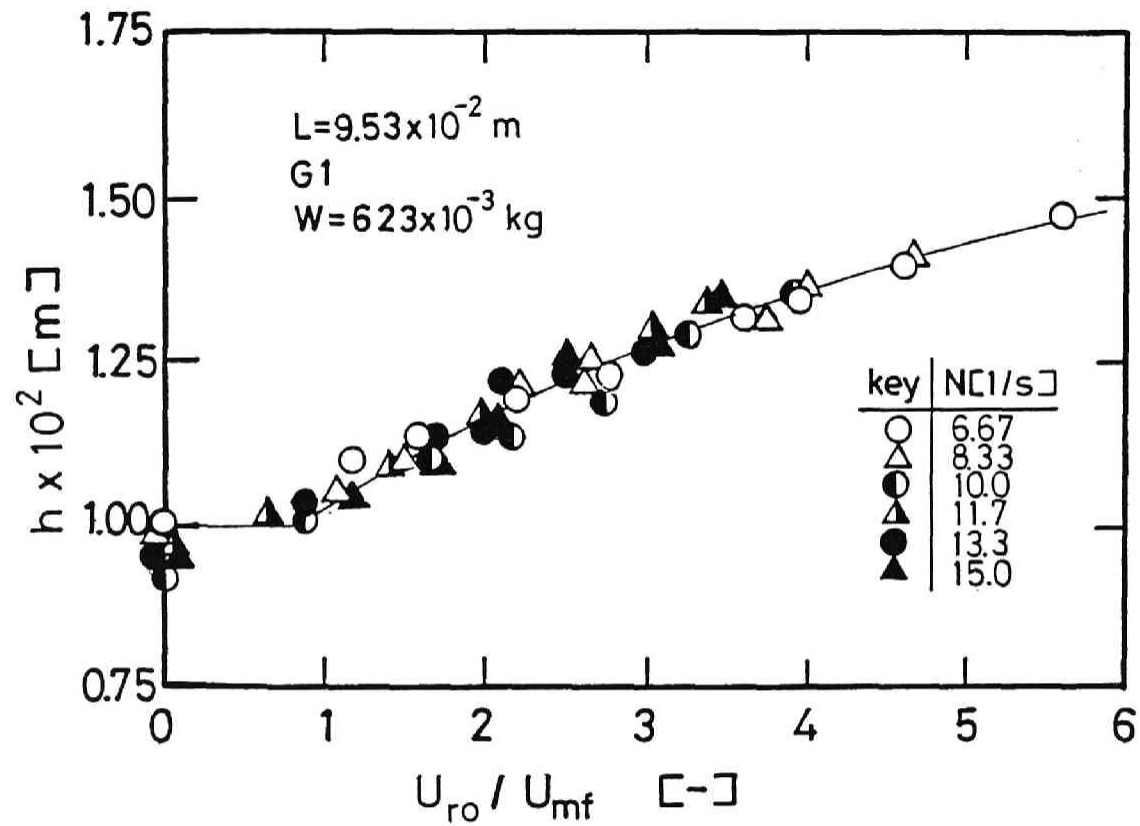


Fig.3-3 Variation of bed height with U_{ro}/U_{mf}

を仮定したEq.(3-1)からもわかるように層高は変化しないと考えられる。

次に流動層域における層膨張比 h/H_0 と無次元ガス速度の関係を粒子の大きさをパラメーターにFig.3-4に示す。この図から各々の粒子径での傾き m を求め、この m と粒子径の関係をFig.3-5に示す。

また同一粒子で静止層高を変えた場合の無次元ガス速度と層膨張比の関係をFig.3-6に示す。本実験の範囲では粒子充填量による差異はみられない。

以上の結果から遠心流動層の層膨張は次式で表すことができる。

$$\frac{U_{ro}}{U_{mr}} < 1 \quad \text{で} \quad \frac{h}{H_0} = 1 \quad (3-4)$$

$$\frac{U_{ro}}{U_{mr}} \geq 1 \quad \text{で} \quad \frac{h}{H_0} = \left(\frac{U_{ro}}{U_{mr}}\right)^n \quad (3-5)$$

ここで

$$m = 23.3 \times dp^{0.5} \quad (3-6)$$

3-2 層の均一性

4種類の粒子の最小流動化速度付近での層高の測定値の標準偏差 S とローターの回転数の関係をFig.3-7に示す。 $6.67s^{-1}$ (400rpm)の時の標準偏差は他の回転数の場合に比べ大きな値を示すことがある。横型遠心流動層は縦型遠心流動層に比べ重力の影響を受けにくく均一な粒子層を形成しやすいといわれているが、回転数が小さい場合には重力の影響により層が不均一になることもある。

次にローター内の円周方向の層高の変化を考察する。最小流動化速度付近のガス速度での結果をFigs.3-8,3-9に示す。図中のローターの位置は固定座標でローター最上部を0degreeとしてローターの回転方向を正としたものである。 $6.67s^{-1}$ の場合、層高がローター上部付近で大きく、ローター下部で小さくなる。これは回転数が小さい時には、重力の影響によりローター上部の粒子の量が少ないのでガスはローター下部に比べローター上部の粒子層を流れやすくなり、上部の粒子層が膨張するためと考えられる。すなわちローター上部では空隙率が大で層高の大きな層、ローター下部では粒子層は固定層に近い状態で層高の小さい粒子層が

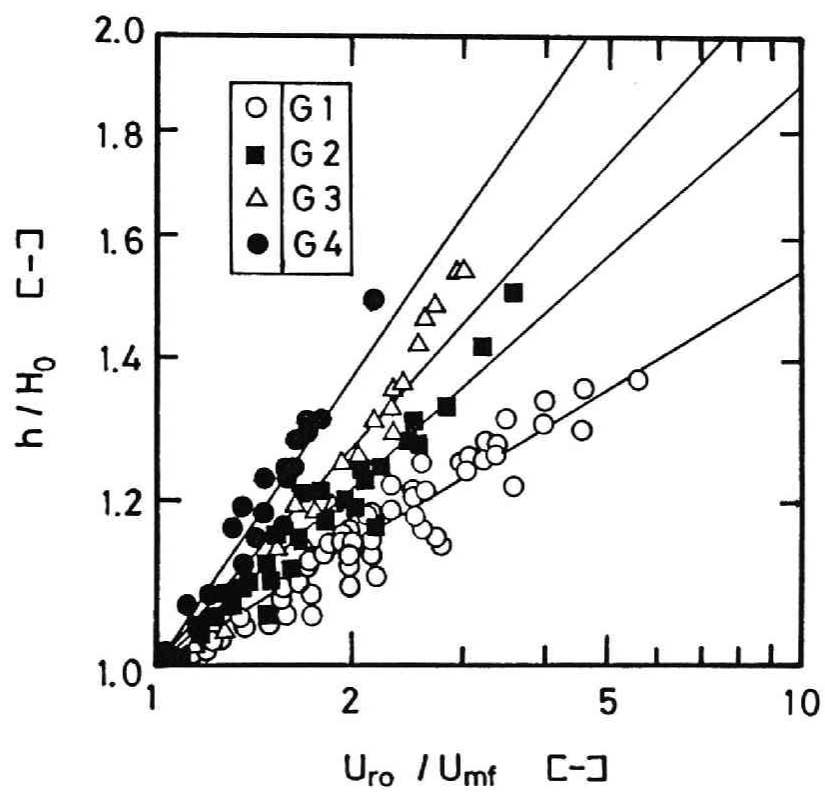


Fig.3-4 Relationship between h/H_0 and U_{ro}/U_{mf}

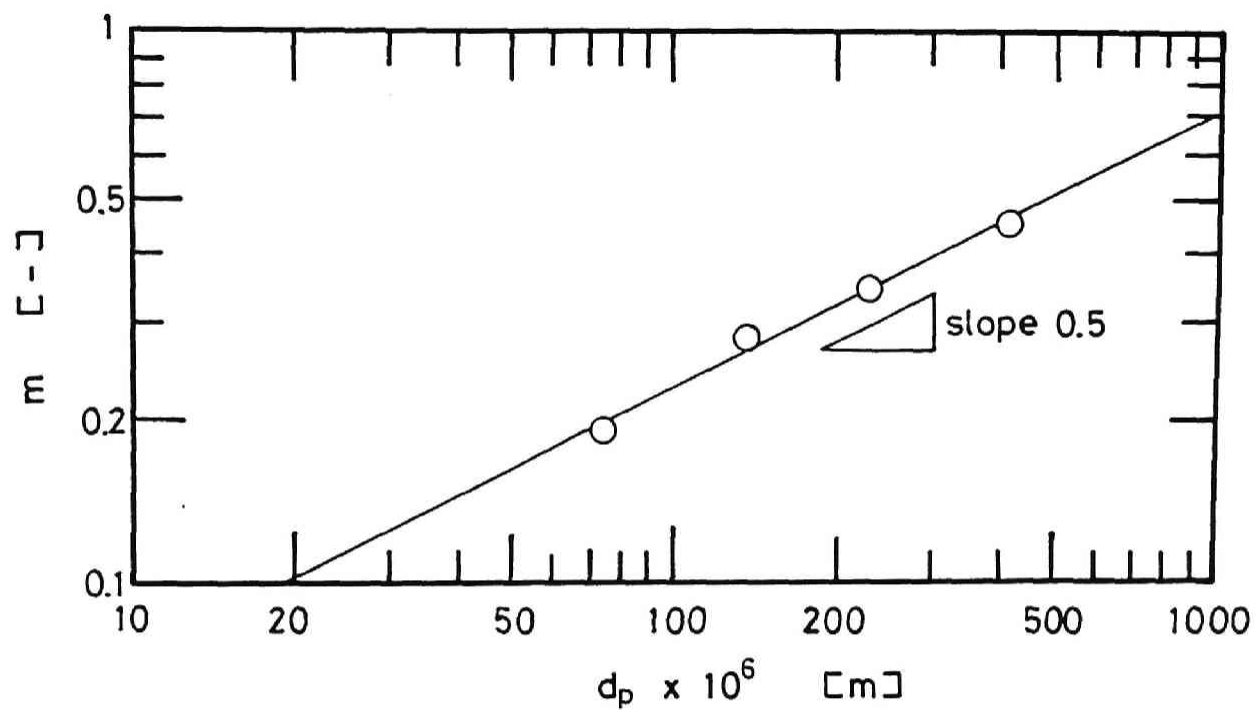


Fig.3-5 Effect of particle diameter on m

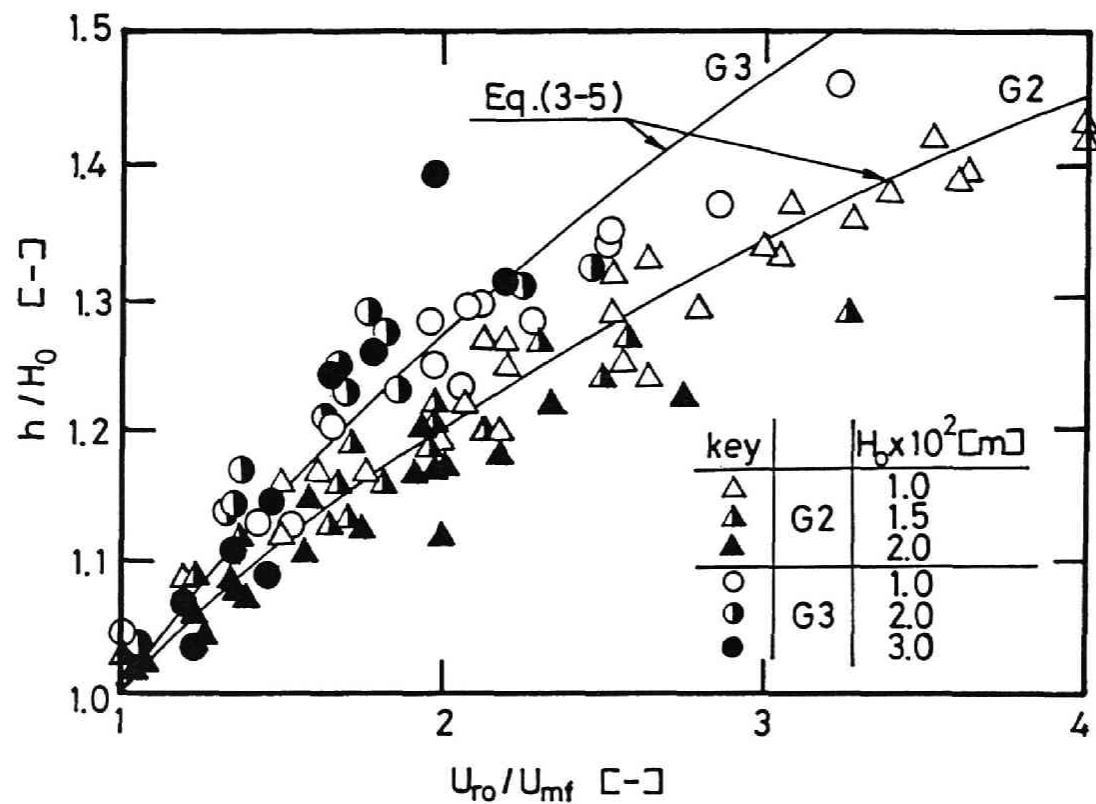


Fig.3-6 Effect of bed height on bed expansion

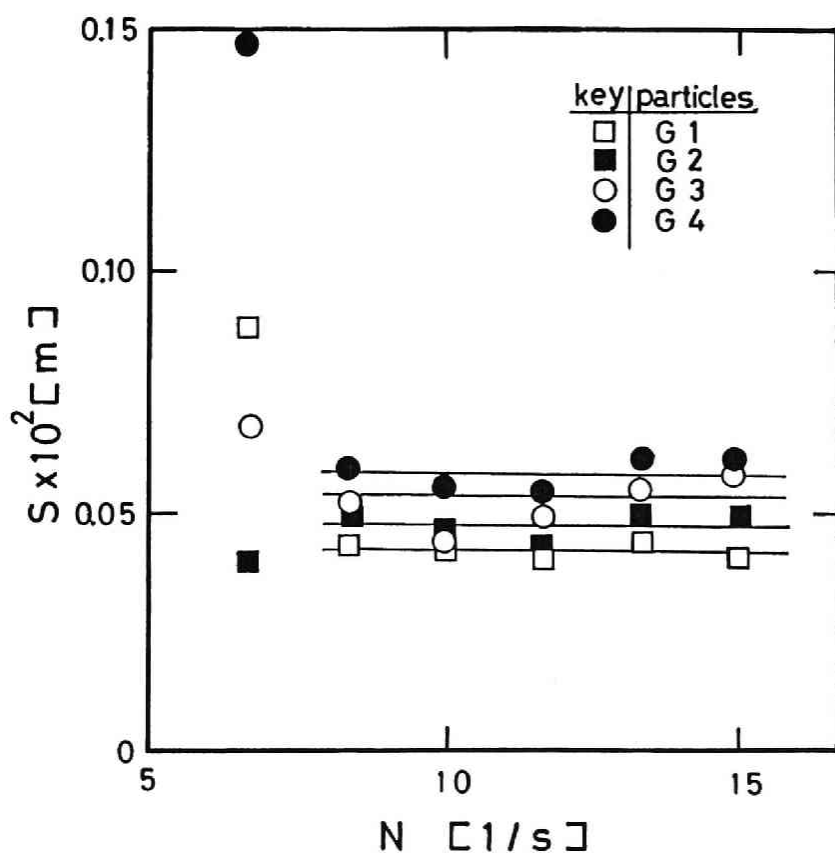


Fig.3-7 Effect of rotational speed on standard deviation of bed height

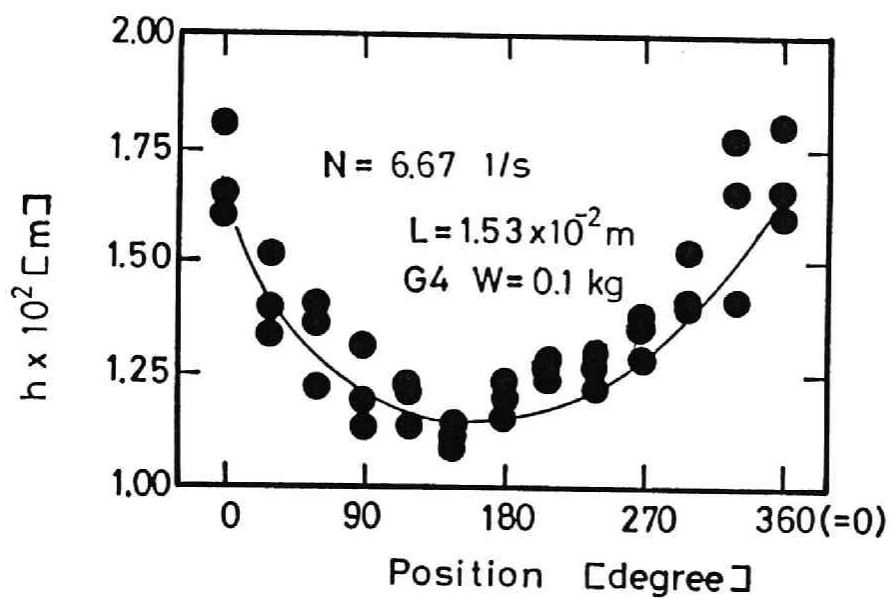


Fig.3-8 Variation of bed height with position for fixed frame at minimum fluidization

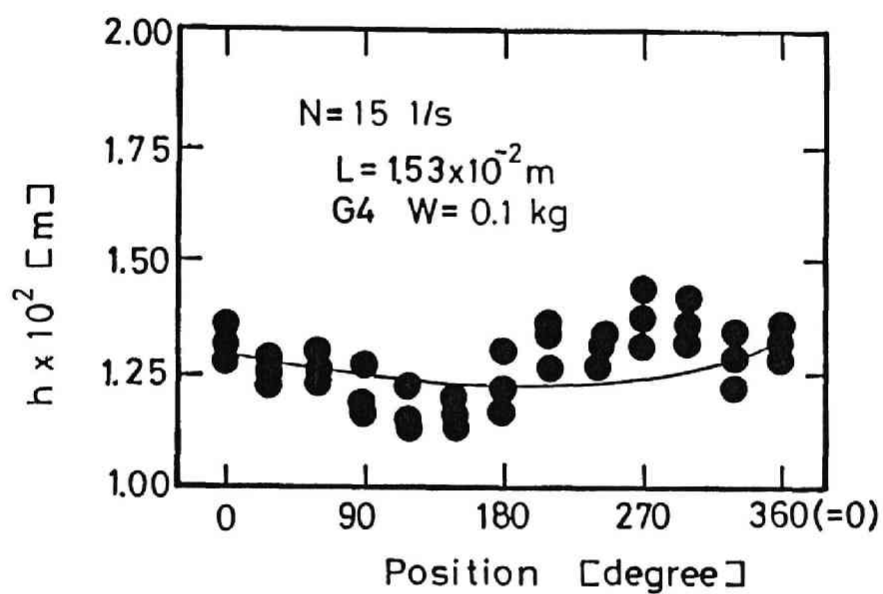


Fig.3-9 Variation of bed height with position for fixed frame at minimum fluidization

形成される。このように低回転数の場合には不均一な層形状がガスの流れに影響を及ぼすが、回転が大きな場合にはFig.3-9に示すように重力の影響を受けないので円周方向に比較的均一な層が形成され、ガスも円周方向に均一に分散される。

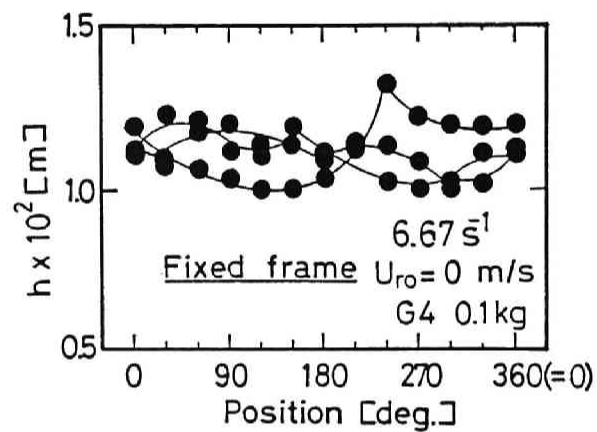
また粒子を十分流動化させた後、通気を止めた時の結果をFig.3-10に示す。この図は 6.67s^{-1} の結果を(a)固定座標と(b)移動座標で表したもので、固定座標の場合には層高の変化に規則性がない。ところが移動座標の場合にはデータがほぼ一致することから、流動化で形成した円周方向に不均一な粒子層の形状を保ったまま粒子が転動運動や円周方向への移動を起こさず回転していることがわかる。

続いて、ガス速度によって層高の均一性がどのように変化するかを考察した。無次元ガス速度と 8.33s^{-1} 以上の標準偏差の関係をFig.3-11に示す。層の均一性を表す標準偏差はいずれの粒子の場合も無次元化速度が1付近で最も小さくなる。すなわち気泡が殆ど存在しない最小流動化速度付近で最も均一な層が形成される。また無次元化ガス速度が同じであれば、粒子径が大きいほど標準偏差は大きくなる。これは大きな粒子の場合、過剰ガス量($U_{ro}-U_{nr}$)が大きく層内の気泡も大きくなるためと考えられる。

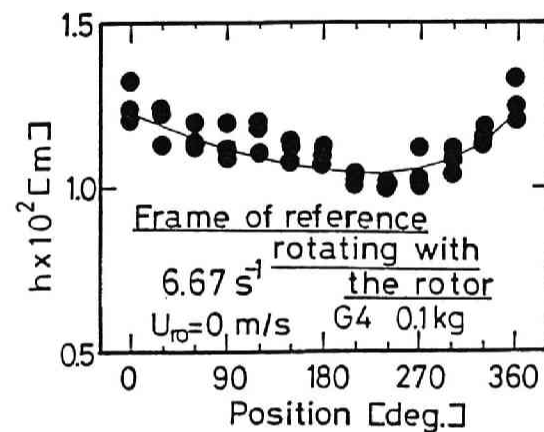
結 言

横型遠心流動層装置における粒子層の層膨張と層の均一性について実験的に検討を行い、以下の知見を得た。

- 1)遠心流動層の層膨張は無次元化ガス速度を用いてEqs.(3-4)～(3-6)で表すことができる。
- 2)ローターの回転が 6.67s^{-1} のような低回転数の場合、層高が円周方向に不均一になりやすくなり、流動化状態では粒子量の少ないローター上部をガスが通りやすくなるためローター下部に比べ上部の層は膨張する。
- 3)遠心流動層の粒子層高は最小流動化速度付近で円周方向に最も均一になる。



(a)



(b)

Fig.3-10 Variation of bed height with position at no aeration

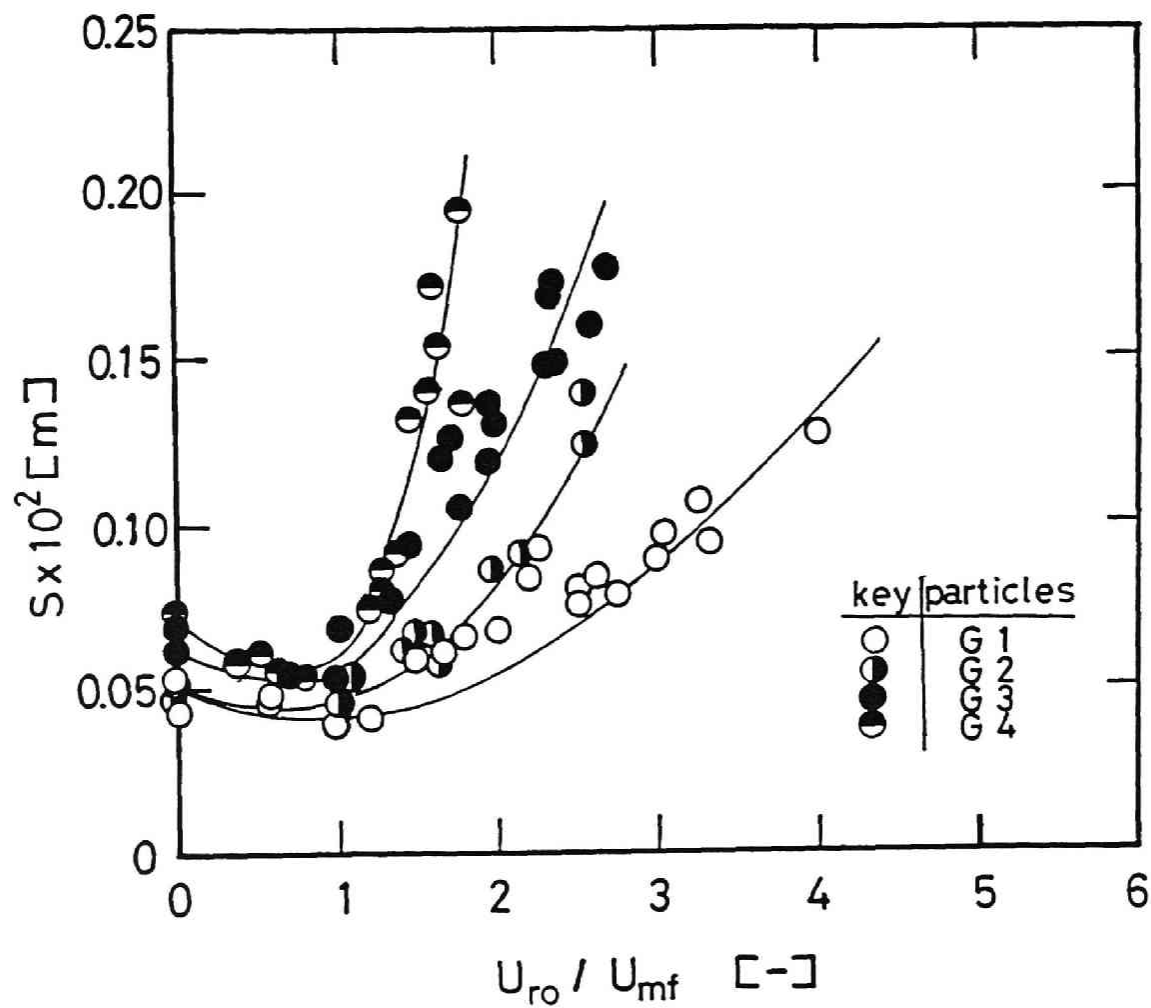


Fig.3-11 Effect of particle diameter on standard deviation

4)同一の無次元ガス速度であれば大きな粒子径ほど層は不均一になりやすい。

Literature Cited

- 3-1)Demircan,N., B.H.Gibbs, L.Swithenbank and D.S.Taylor:"Fluidization",
p.270, J.F.Davidson and D.L.Kearins(eds.), Cambridge Univ. Press,
Cambridge(1978)
- 3-2)Kroger,D.G., E.K.Levy and J.C.Chen: Powder Tech., 24, 9(1979)
- 3-3)Levy,E.K., N.Martin and J.C.Chen: "Fluidization", p.71, J.F.Davidson
and D.L.Kearins(eds.), Cambridge Univ. Press, Cambridge(1978)
- 3-4)Lindauer,G.C., P.Tichler and L.P.Hatch: BNL Rep., BNL50013(1966)
- 3-5)Muchi,I., S.Mori and M.Horio: "Ryudoso no Hannokogaku", p.43, Baihu-
kan, Tokyo(1984)
- 3-6)Takahashi,T., Z.Tanaka, A.Itoshima and L.T.Fan: J. Chem. Eng. Japan,
17, 333(1984)

Nomenclature

d_p	= particle diameter	[m]
g	= gravitational acceleration	[m/s ²]
h	= bed height	[m]
H_0	= initial bed height without aeration	[m]
H_{mf}	= bed height at minimum fluidization	[m]
L	= distributor width	[m]
m	= constant for Eq.(3-6)	
n	= constant for Eq.(3-2)	[-]
N	= rotations per second	[1/s]
N_v	= bed expansion ratio	[-]
r_i	= inner radius of bed	[m]
r_o	= outer radius of bed	[m]
S	= standard deviation of bed height	[m]
U_b	= bubble rising velocity	[m/s]
U_{mf}	= minimum fluidization velocity	[m/s]
U_{ro}	= superficial gas velocity at distributor	[m/s]
V	= bed volume	[m ³]
V_{mf}	= bed volume at minimum fluidization	[m ³]
W	= weight of packed particles	[kg]
β	= constant for Eq.(3-2)	[-]
ϵ	= void fraction of bed	[-]
ϵ_{mf}	= void fraction of bed at minimum fluidization	[-]
ω	= rotational speed	[rad/s]

第4章 粒子の軸方向混合

緒 言

重力場の流動層の粒子混合は垂直および水平方向の両方向に起こるが、従来の研究の多くが前者を扱っている。最近、流動層ボイラーのように層高が比較的小さく断面積の大きな流動層が使用され始め、水平方向の粒子の混合が重要な設計因子となってきた。層高が小さい遠心流動層においても、重力場の流動層の水平方向に対応する回転軸方向の粒子の混合に関する知見が必要である。

遠心流動層における粒子の軸方向の混合についてはKrogerら⁴⁻⁶⁾が縦型遠心流動層の実験結果を報告しているが、その定量的把握は行われていない。本章では横型遠心流動層装置での粒子の軸方向混合を実験的に検討した。

1. 既往の研究の概要および理論的考察

流動層内の粒子の混合には気泡が大きく関与しており、粒子混合を促進する因子を列举すると⁴⁻⁸⁾

- 1) 気泡の周辺における粒子のドリフト
- 2) 気泡ウェーク内粒子の上昇に伴う粒子の循環とウェーク剥離による混合
- 3) 気泡の水平方向分布に起因する層内での循環
- 4) 層表面での気泡の破裂による吹き上げ粒子の横方向移動

遠心流動層では層高が小さいため、3)の横方向に広がった大きな循環流は生じない。

重力場の流動層における水平方向の粒子混合は一次元的拡散モデルで表すこと

ができる^{4-1, 4-2, 4-3, 4-5, 4-8, 4-9}。Kuniiら⁴⁻⁵はこの時の混合係数 D_{sr} を層内気泡の上昇に伴う粒子の横方向移動とウェーク内での粒子の混合から導出している。ここで δ は流動層内で気泡が占める体積分率である。

$$D_{sr} = \frac{3}{16} \frac{\delta}{(1-\delta)} \frac{U_{mf} d_b}{\varepsilon_{mf}} \quad (4-1)$$

また横長の矩形流動層の実験結果に基づく水平方向の粒子混合係数に関しては推算式が多く提案されている。それらをTable 4-1に示す。

Table 4-1 Evaluated Equation of D_{sr}

Investigators	Evaluated Equation
Gabor(1964) ⁴⁻¹⁾	$D_{sr} = (3.72 \times 10^{-5}) d_b \left\{ \frac{(U-U_{mf})}{d_p} \right\}^{1.15} \quad (4-2)$
Mori and Nakamura (1965) ⁴⁻⁶⁾	$D_{sr} = 2.7 d_b^{2.0} \quad (4-3)$
Hirama et al. (1975) ⁴⁻²⁾	$\frac{(U-U_{mf})B}{D_{sr}} = \frac{6.2}{f_w} \left\{ \frac{(U-U_{mf})}{(gB)^{0.5}} \right\}^{0.1} \left(\frac{H_{mf}}{B} \right)^{-0.5} \quad (4-4)$
Shi and Fan (1984) ⁴⁻⁹⁾	$\frac{D_{sr}}{(U-U_{mf})H_{mf}} = 0.46 \left\{ \frac{(U-U_{mf})d_p \rho_g}{\mu_g} \right\}^{0.21} \left(\frac{H_{mf}}{d_p} \right)^{0.24} \times \left(\frac{\rho_p - \rho_g}{\rho_g} \right) \quad (4-5)$
Kato et al. (1984) ⁴⁻³⁾	$D_{sr} = 0.0026 d_p^{2.0} U_{mf}^{0.98} \left\{ \frac{(U-U_{mf})}{U_{mf}} \right\}^{1.4} \quad (4-6)$

遠心流動層の半径方向の粒子混合は気泡に大きく影響され、円周方向の混合は層表面から飛び出した粒子がフリーボードでのガス流れにより円周方向に大きく移動することにより促進される⁴⁻⁴⁾。さらに軸方向の混合は重力場と同様、一次的拡散モデルで表せるといわれているが⁴⁻⁴⁾、この混合係数を定量的に考察した例はない。

ここで軸方向の粒子混合の一次元的拡散モデルについて概説する。

混合係数 D_0 が層内の位置によらず一定である一次元的拡散の基礎式はトレーサー粒子の濃度を C 、拡散(軸)方向の距離を x とすると次式で表せる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_0 \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \right) \quad (4-7)$$

ここでトレーサー粒子を長さ L_0 に層内に充填したとすると、初期条件は

$$t=0, \quad 0 \leq x \leq L_0 \quad ; \quad C=1 \quad (4-8)$$

$$t=0, \quad L_0 < x \leq L \quad ; \quad C=0 \quad (4-9)$$

また境界条件は

$$x=0, \quad x=L \quad ; \quad \frac{\partial C}{\partial x} = 0 \quad (4-10)$$

Eq.(4-7)をEqs.(4-8)~(4-10)の条件で解くと

$$C = \frac{L_0}{L} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin\left(\frac{n\pi L_0}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \exp\left(-\frac{n^2\pi}{L^2} D_0 t\right) \quad (4-11)$$

Eq.(4-11)により任意の位置および時間のトレーサー粒子の濃度が計算できる。流動層の水平方向の長さ L を 0.1m , $L_0/L=0.5$, $x/L=0.95$ として、 D_0 を重力場の流動層の混合係数のオーダーである 2×10^{-4} から 0.02×10^{-4} まで変化させた場合のEq.(4-11)の計算値をFig.4-1に示す。

2. 実験装置および方法

実験装置の概略をFig.4-2に示す。分散板円筒は平均孔径 $20\mu\text{m}$ 、分散板有効幅 0.0453m と 0.0953m の2種類を使用した。

実験に使用した粒子はTable 4-2に示す粒子径の異なる4種類のガラスビーズで、トレーサー粒子としては同一のガラスビーズに赤インキで着色したものをを用いた。またトレーサー粒子と試料粒子の安息角などの物性値は変わらないことを予め確

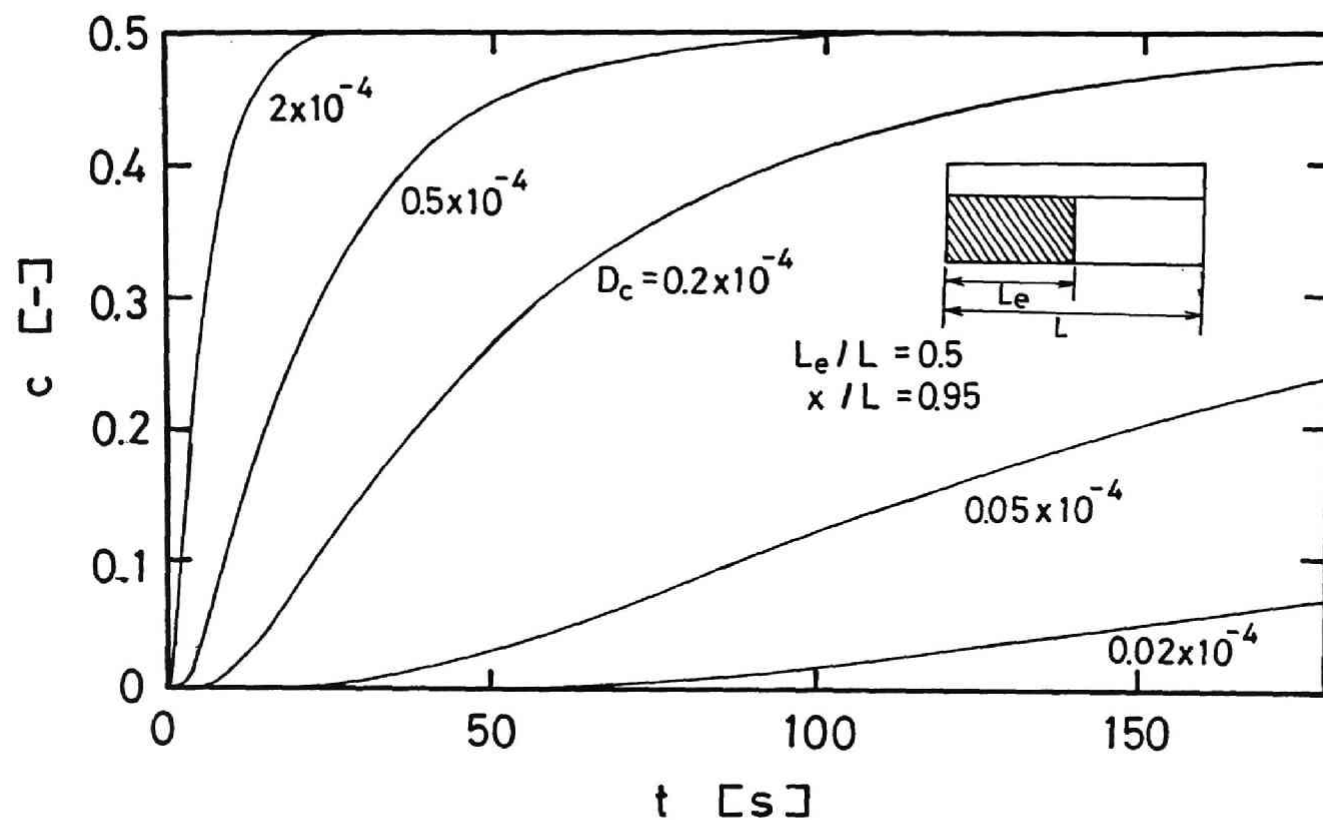


Fig.4-1 Effect of D_c on variation of tracer particle concentration

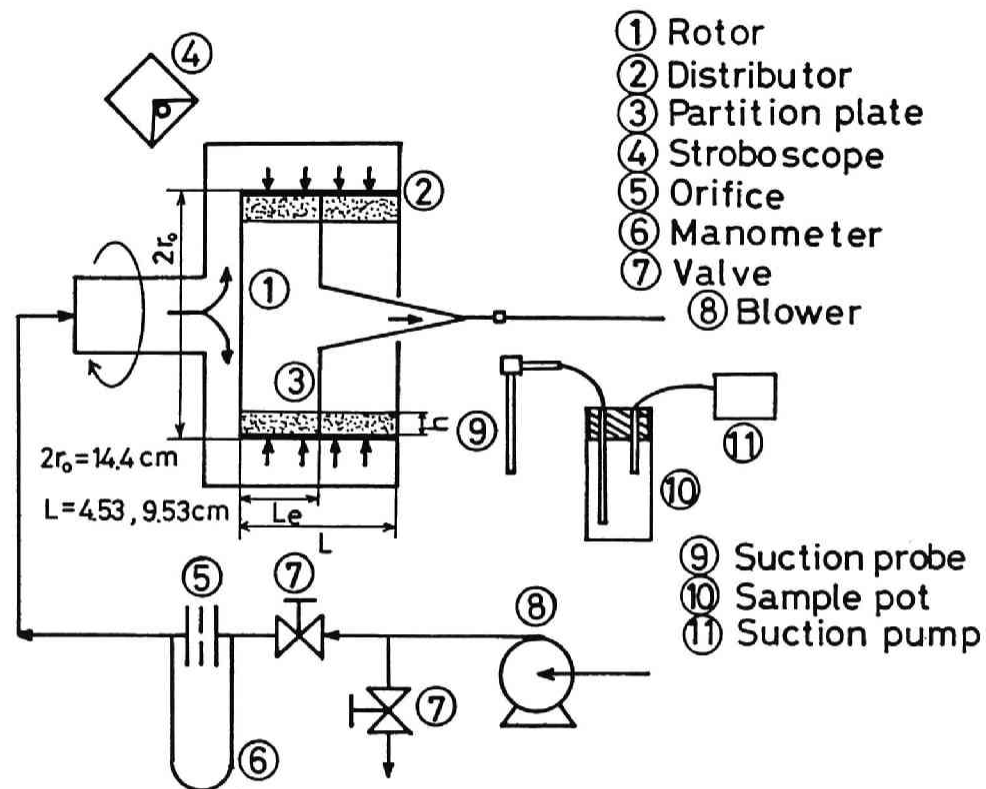


Fig.4-2 Schematic diagram of experimental apparatus

認した。

実験は以下の方法で行った。円筒状分散板の所定の位置に環状の仕切り板を取り付け、一方に試料粉体、もう一方にトレーサー粒子を充填した。この仕切り板は扇型の紙を円筒状に張り合わせたもので中央部にガスが通過できるように孔をあけた。また仕切り板をロータ外へ取り除くための糸を仕切り板にとりつけ、その糸がローターの回転と共によじれないように糸の中央に寄り戻しをつけた。粒子を充填し、ローターを回転した後、層を均一にするために粒子を充分流動化させた。次にオリフィス流量計で所定のガス流速に調整し、数分間流動化させた。その後仕切り板を取り除き、所定時間が経過した時、空気の送風を中止しサンプルプローブで所定の位置での粉体をサンプリングした。

サンプリングした試料のトレーサー粒子濃度の決定は粒子径の大きいG-3とG-4は各試料につき1500～2000個程度の粒子を目視で選別した。粒子径の小さいG-1とG-2は所定量の試料に所定量のアセトンを入れトレーサー粒子のインキを脱色し、その吸光度を分光光度計で測定した。使用したインキの最大吸光波長 λ は490nmであり、490nmでの吸光率とトレーサー粒子濃度にはFig.4-3のような直線関係が成り立つので、使用したトレーサー毎にこの関係を求めトレーサー粒子濃度を決定した。

Table 4-2 Properties of Fluidized Particles

	$d_p \times 10^6$ [μ m]	$\rho_p \times 10^{-3}$ [kg/m ³]	$U_{mf} (N=9 \text{ s}^{-1})^*$ [m/s]
G-1	63- 78	2.40	0.043
G-2	105-125	2.42	0.220
G-3	210-250	2.43	0.632
G-4	250-297	2.44	0.894
* Experimental data for W=0.6kg			

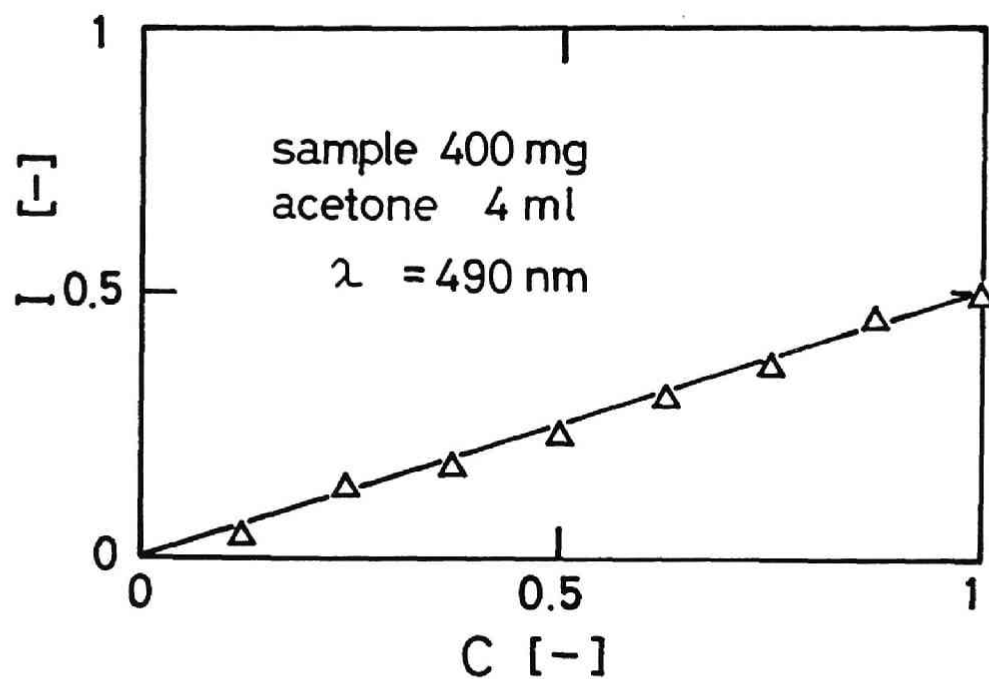


Fig.4-3 Relationship between absorptivity and tracer particle concentration

3. 実験結果および考察

4-1 軸方向の粒子混合係数

Fig.4-4に仕切り板を取り除いてからの時間とトレーサー粒子濃度の関係の一例を示す。図中の実線はEq.(4-11)の計算値である。また、回転数、ガス速度が同じであればトレーサー粒子初期充填量(トレーサー粒子幅)を変化させても同一の拡散係数を用いたEq.(4-11)の計算値で表せることから、横型遠心流動層の回転軸方向の粒子混合は一次元的拡散モデルで表すことができる。またサンプリングの位置によって D_o が変わらないことを確認した。したがって遠心流動層の粒子の軸方向混合を混合係数 D_o で評価することにする。

Shiら⁴⁻⁹⁾は重力場の流動層の D_{or} に及ぼす因子として過剰ガス速度、層高、粒子径、粒子とガスの密度差およびガス密度、ガス粘度を挙げているが、遠心流動層の場合これらの因子に加えて層半径および回転数の影響が考えられる。

Fig.4-5に示すように D_o は過剰ガス速度($U_{ro}-U_{mr}$)に比例する。また D_o は回転数が増加するにしたがって小さくなり、Fig.4-6に示すように D_o は N^{-4} に比例する。遠心流動層の最小流動化速度 U_{mr} は第2章で述べたように本実験の範囲では回転数の2乗に比例するのでFig.4-7に示すように $(U_{ro}-U_{mr})/U_{mr}^2$ に対して D_o を点綴し直すと、同一の粒子ならば一本の直線で表わされる。

Fig.4-7の結果から粒子径と D_o の関係をFig.4-8に示す。 D_o は d_o の4乗に比例する。 D_o は気泡の大きさと共に増大するが^{4-2, 4-5, 4-6)}、 $(U_{ro}-U_{mr})/U_{mr}^2$ が同じであれば U_{mr} の大きい大粒子ほど $(U_{ro}-U_{mr})$ は増大し、第1章で述べたように気泡が大きくなる。またToeiら⁴⁻¹⁰⁾は粒子径が小さいと気泡の分裂の頻度が増大し気泡が成長しないことを報告している。さらに重力場の流動層では粒子径が大きい場合、分散板上で生成するガスジェットの高さは大きくなるといわれているが⁴⁻⁷⁾、遠心流動層の層高は非常に小さく分散板上のガスジェットの生成高さも粒子混合に大きな影響を与えるものと思われる。

粒子層高と D_o の関係をFig.4-9に示す。重力場の結果と同様、 D_o は h に比例するが、これは層高の増加に伴う気泡径の増大によるものと考えられる。さらに平間

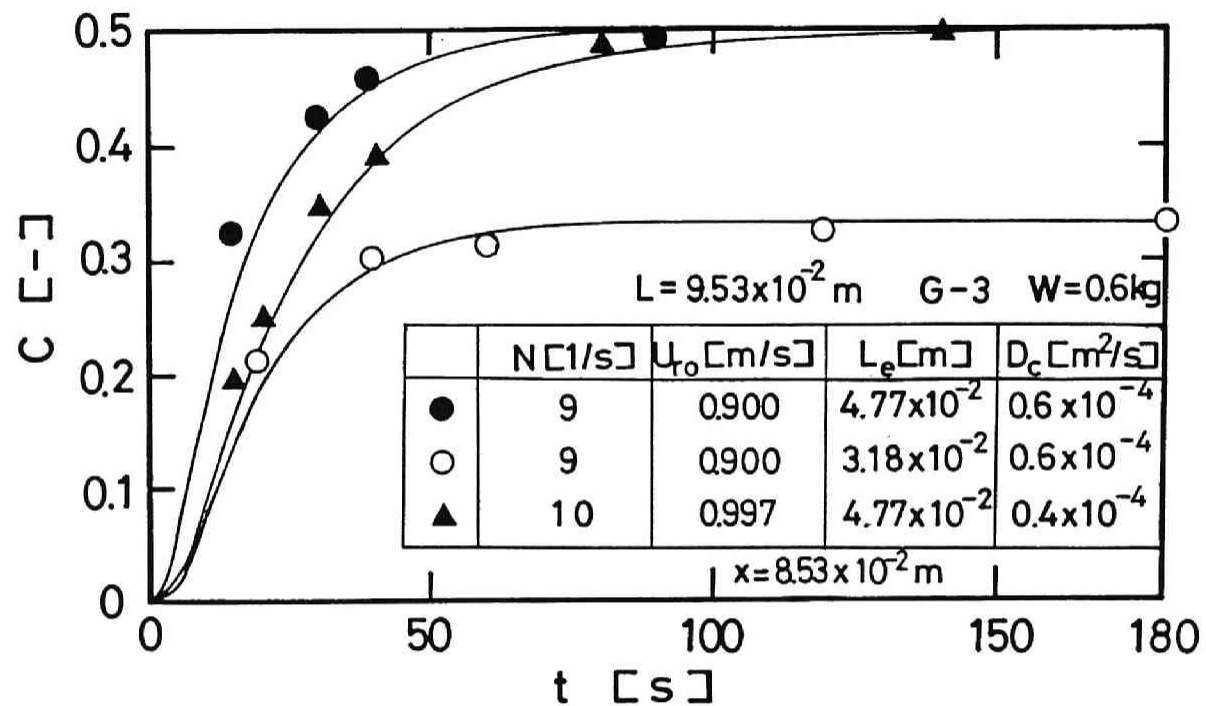


Fig.4-4 Variation of tracer particle concentration

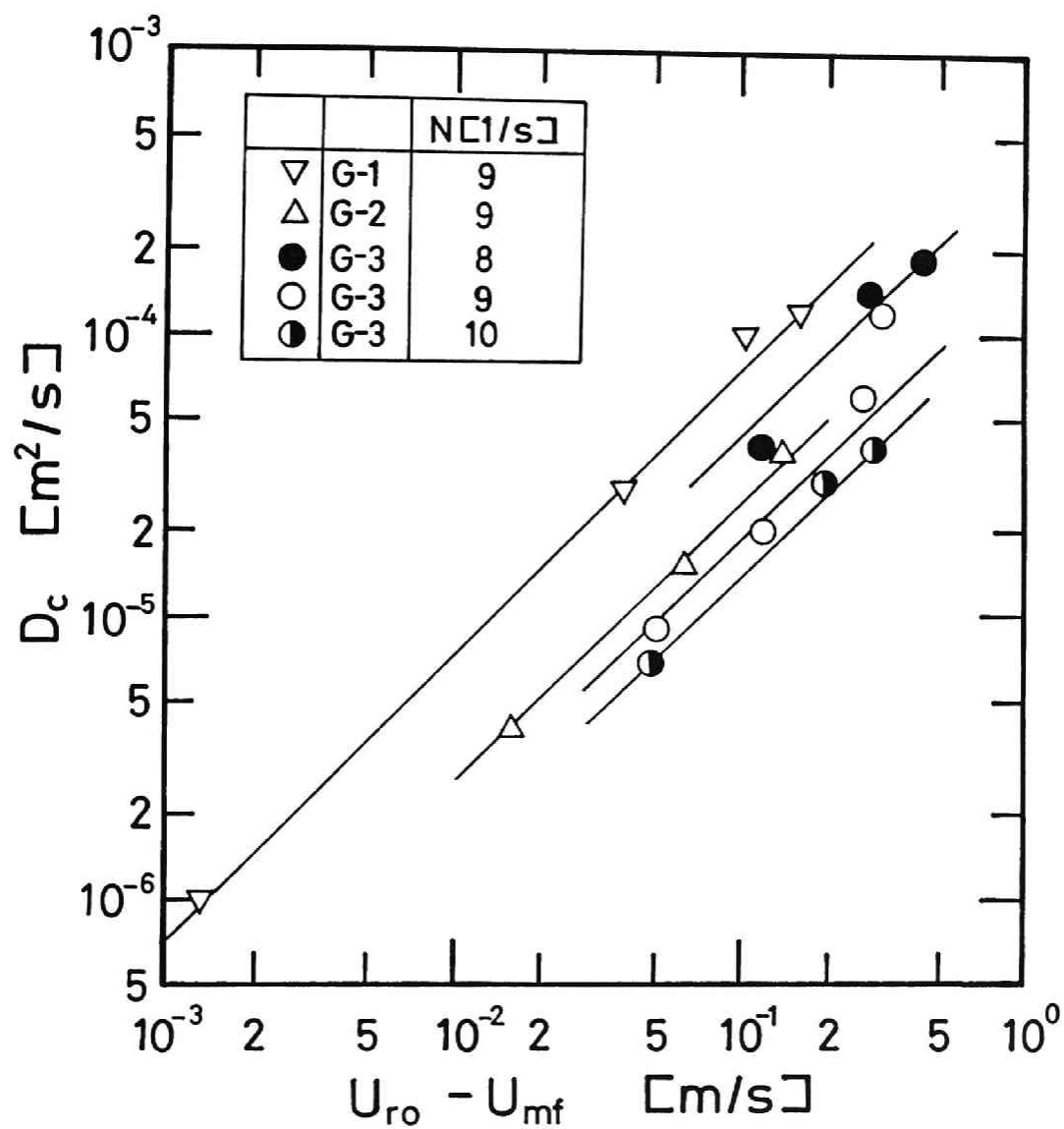


Fig.4-5 Effect of excess gas velocity on D_c

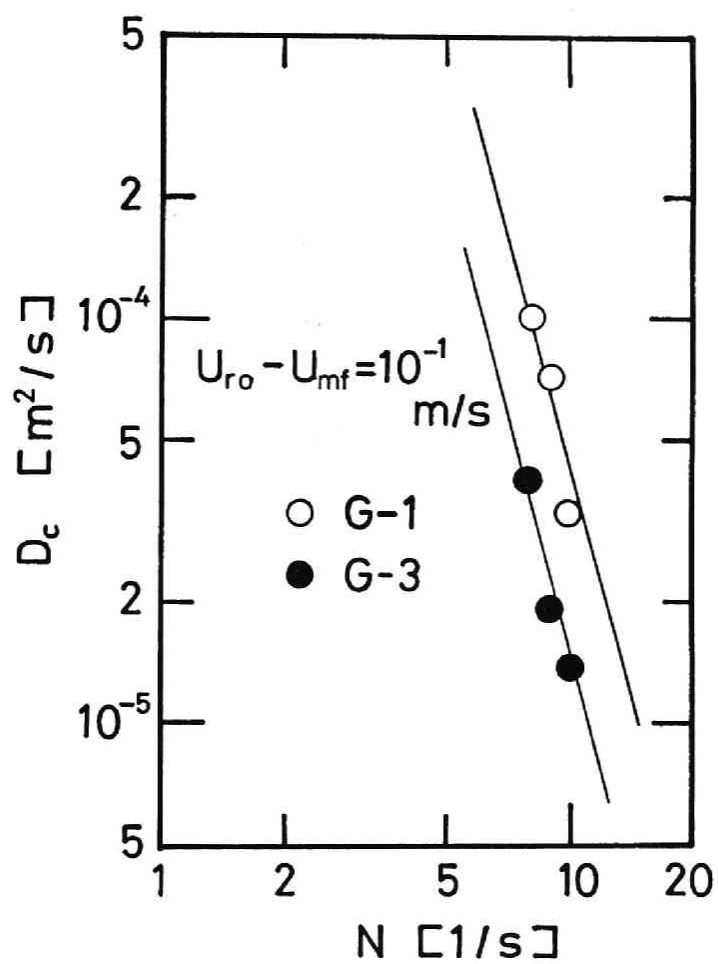


Fig.4-6 Effect of rotational speed on D_c .

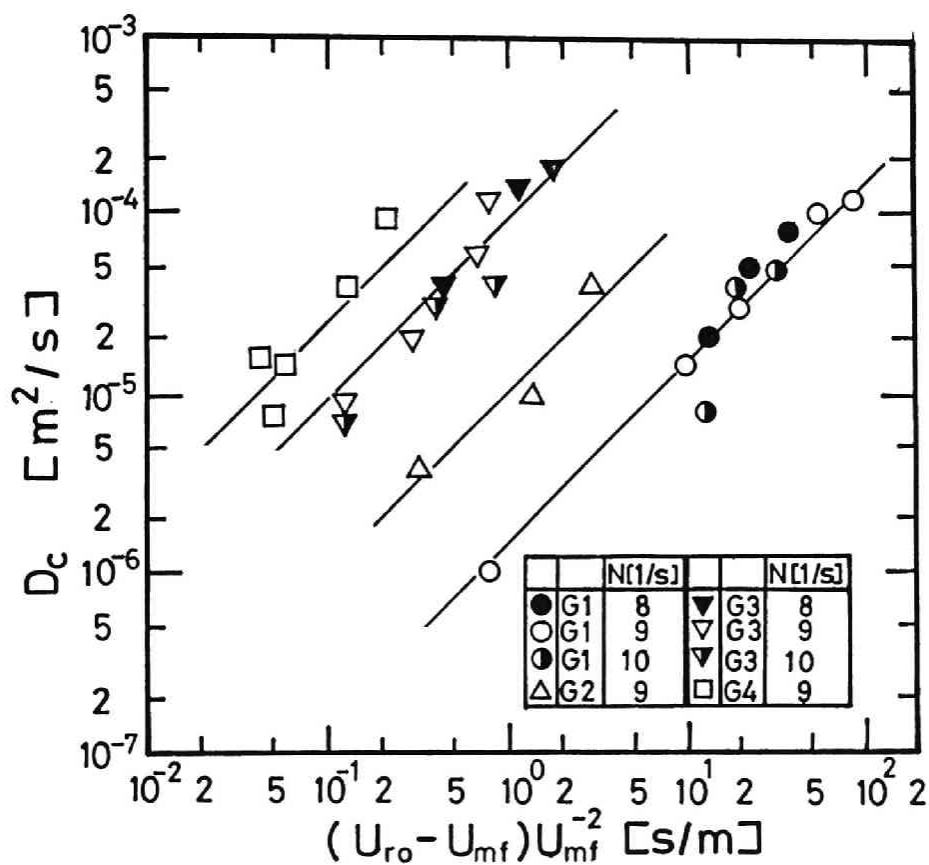


Fig.4-7 Relationship between $(U_{ro} - U_{mf})U_{mf}^{-2}$ and D_c .

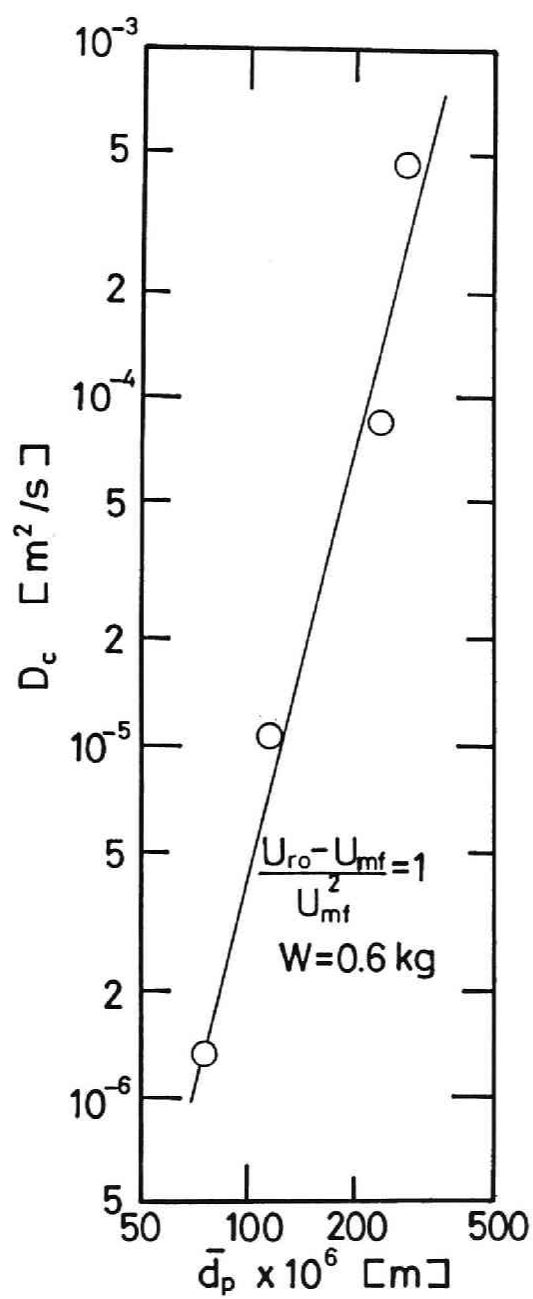


Fig.4-8 Effect of particle diameter on D_c .

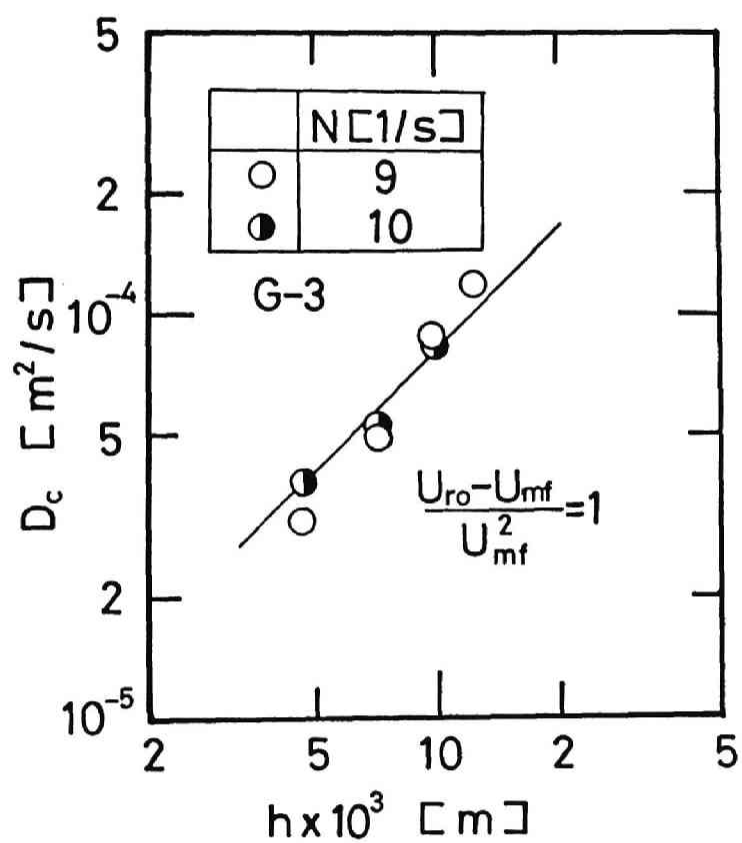


Fig.4-9 Effect of bed height on D_c .

ら⁴⁻²⁾が指摘しているように層表面での気泡破裂は D_0 に大きく影響するが、遠心流動層では層高が大きくなると気泡径の増大することに加えて、層表面でのガス速度が増し反対に粒子に働く遠心力は減少するので、層表面での粒子の飛び出しが増大する。このため D_0 が大きくなると考えられる。

以上の結果から $(U_{ro}-U_{nr})U_{nr}^{-2}d_p^4h$ と D_0 の関係をFig.4-10に示す。図より本実験で得られた遠心流動層の軸方向の混合係数 D_0 は次の実験式で表すことができる。

$$D_0 = K(U_{ro}-U_{nr})U_{nr}^{-2}d_p^4h \quad (4-12)$$

$$K = 3.8 \times 10^{12} \quad [m^2 s^2]$$

4-2 重力場の流動層と遠心流動層の比較

遠心流動層と重力場の流動層の軸方向粒子混合係数を比較する。いま重力場の流動層としてFig.4-11に示すように本研究の遠心流動層を円周方向に拡げた矩形の流動層を考える。遠心流動層の軸方向距離は矩形流動層の横の長さに相当し、また円周長さは重力場の流動層の縦の長さに相当する。試料としてG-3を用いた場合の結果をFig.4-12に示す。点綴点が本研究の遠心流動層の実験結果で、図中の直線は重力場の流動層で提案されている推算式Eqs.(4-4)⁴⁻²⁾, (4-5)⁴⁻⁹⁾を使ってFig.4-11の装置について計算した結果を示したものである。なお計算では重力加速度 g の代わりに層外径基準の遠心加速度 $r_0\omega^2$ を代入した。遠心流動層の D_0 は重力場に比べ1桁程度小さくなる。これは第1章で述べた遠心流動層の気泡の大きさが重力場の流動層の気泡に比べ小さいことによると考えられる。また粒子に働く遠心力のため層表面での気泡破裂による粒子の軸方向移動が重力場の流動層に比べ小さくなることも一因であろう。

結 言

横型遠心流動層における粒子の軸方向混合をトレーサー粒子を用いて実験的に

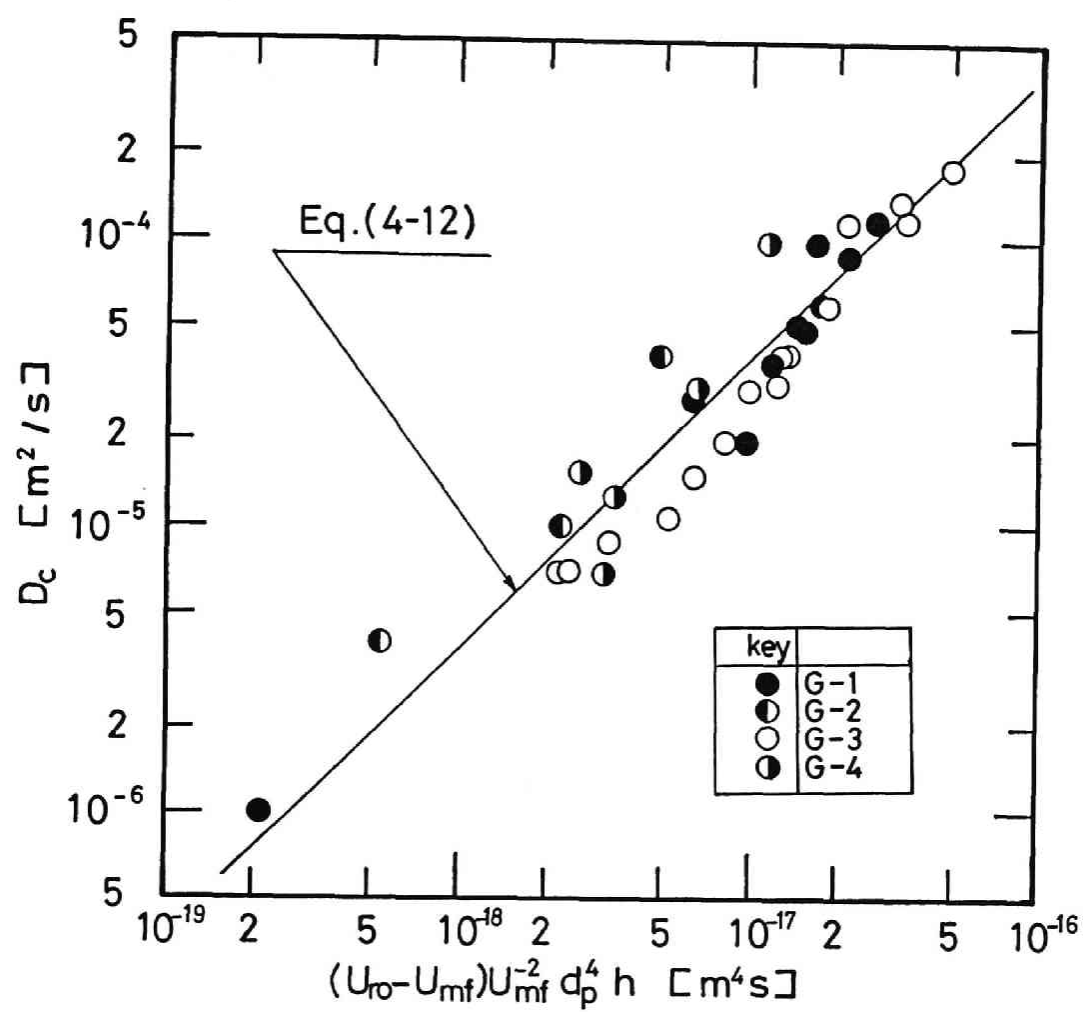


Fig.4-10 Relationship between $(U_{ro}-U_{mf})U_{mf}^{-2}d_p^4 h$ and D_c

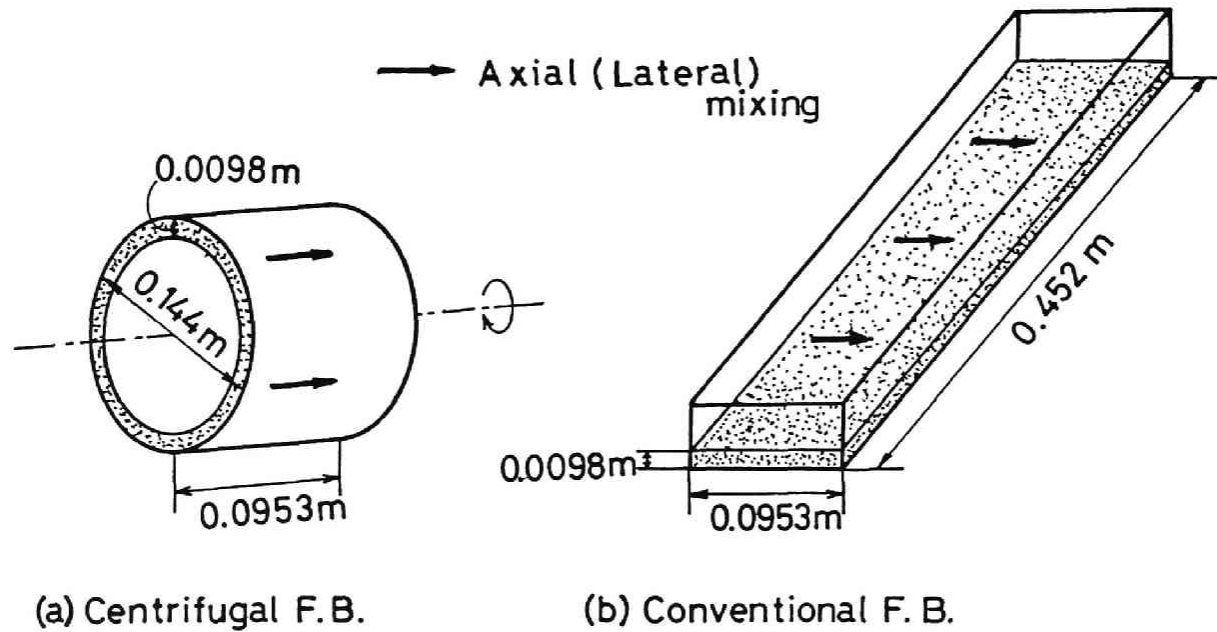


Fig.4-11 Centrifugal and conventional fluidized bed

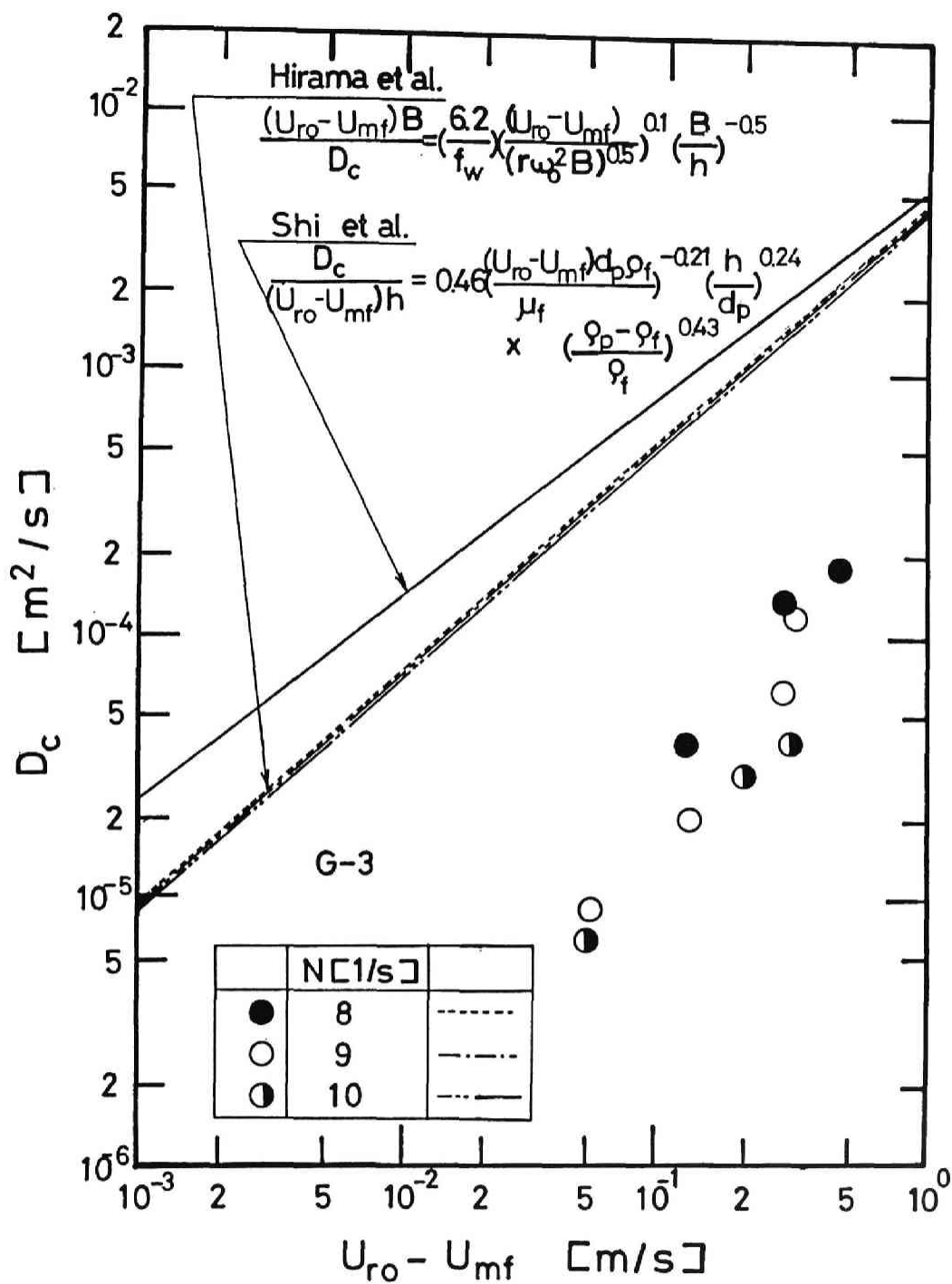


Fig.4-12 Comparispon of D_c in a centrifugal bed and in a conventional fluidized bed

検討し、次の知見を得た。

1)遠心流動層の粒子の軸方向混合は重力場の流動層と同様に、一次元的拡散モデルで表わせる。

2)粒子の軸方向混合係数はガス速度、ローターの回転数、粒子径、粒子層高、最小流動化速度の影響を受ける。実験結果から遠心流動層における軸方向混合係数の推算式Eq.(4-12)を得た。

3)遠心流動層では重力場の流動層に比べて、気泡径、層高が小さく、粒子に働く遠心力のために軸方向混合は小さい。

Literature Cited

- 4-1)Gabor,J.D.: AIChE J., 10, 345(1964)
- 4-2)Hirama,T., M.Ishida and T.Shirai: Kagaku Kogaku Ronbunshu, 1, 272
(1975)
- 4-3)Kato K., D.Taneda, Y.Sato, M.Maa: J. Chem. Eng. Japan, 17, 78(1984)
- 4-4)Kroger,D.G., G.Abdelnour, E.K.Levy and J.C.Chen: Proceedings of 3rd
Int. Fluidization Conf., Henniker(1980)
- 4-5)Kunii,D. and O.Levenspiel: J. Chem. Eng. Japan, 2, 122(1969)
- 4-6)Mori,Y. and K.Nakamura: Kagaku Kogaku, 29, 868(1965)
- 4-7)Muchi,I., S.Mori and M.Horio:"Ryudoso no Hannokogaku", p.23, Baihu-
kan, Tokyo(1985)
- 4-8)Muchi,I., S.Mori and M.Horio: "Ryudoso no Hannokogaku", p.112,
Baihukan, Tokyo(1985)
- 4-9)Shi,Y.F. and L.T.Fan: Ind. Eng. Chem. Proc. Des. Dev., 23, 337(1984)
- 4-10)Toei,R., R.Matsuno, M.Oichi and Y.Yamamoto: J. Chem. Eng. Japan, 7,
447(1974)

Nomenclature

B	= bed width	[m]
C	= tracer particle concentration	[-]
D _{cr}	= lateral dispersion coefficient of particles in a centrifugal fluidized bed	[m ² /s]
D _{cr}	= lateral dispersion coefficient of particles in a conventional fluidized bed	[m ² /s]
d _b	= bubble diameter	[m]
d _p	= particle diameter	[m]
f _w	= volume fraction of wake in bubble	[-]
g	= gravitational acceleration	[m/s ²]
H _{mf}	= bed height at minimum fluidization condition	[m]
h	= bed height	[m]
I	= absorptivity	[-]
K	= constant in Eq.(4-12)	[1/m ² s ²]
L	= distributor width	[m]
L _e	= lateral length from wall to partition plate	[m]
N	= rotations per second	[1/s]
r	= radius	[m]
t	= time	[s]
U _{ro}	= superficial gas velocity at distributor	[m/s]
U _{mf}	= minimum fluidization velocity	[m/s]
W	= weight of packed particles	[kg]
x	= distance along the dispersion direction	[m]

δ	= volume fraction of bubble in fluidized bed	[-]
ε_{mf}	= void fraction of bed at minimum fluidization condition	[-]
λ	= wave length	[nm]
μ_g	= gas viscosity	[Pa·s]
ρ_p	= particle density	[kg/m ³]
ρ_g	= gas density	[kg/m ³]
ω	= rotational speed	[rad/s]

第5章 部分流動化

緒 言

遠心流動層では層高さ(半径方向)によって遠心力およびガス線速度が変化するので、第2章で述べたように粒子の流動化は層表面から始まり、ガス量の増加と共に流動化部分は層外周部へ拡がる。このような状態では半径の小さい部分で流動化している粒子層とその外側の固定層の粒子層が共存することになる。この半径方向の部分流動化現象は既往の研究^{5-1, 5-4)}で理論上存在することが指摘されているが、実験的に確認した例はない。また粒子径の異なる多成分の粒子や粒子径分布の広い粒子を流動化させる時粒子が偏析する場合もあるが、遠心流動層のこれらに関する知見は殆ど得られていない。

そこで本章では着色粒子を使用して遠心流動層の部分流動化現象を可視化し、粒子層の流動層と固定層の界面の位置を実験的に求めた。さらに粒子径の異なる2成分系粒子の流動化実験を行い、偏析や流動化状態の変化を検討した。

1. 既往の部分流動化モデルおよびその修正モデル

Chen⁵⁻¹⁾やKao⁵⁻⁴⁾らは遠心流動層における半径方向の部分流動化を以下のモデルにより説明している。

層表面で流動化が開始する表面流動化開始速度 U_{nfs} はEq.(2-12)、 U_{nfs} 以下のガス速度での圧力損失はEq.(2-15)で表せる。

すなわち、 $U_{ro} \leq U_{nfs}$ で

$$\Delta P_{bed} = \int_{r_o}^{r_i} \left(\frac{dP}{dr} \right)_{packed} dr = \phi_1 U_{r_o} r_o \ln \left(\frac{r_o}{r_i} \right) + \phi_2 U_{r_o}^2 r_o^2 \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_o} \right) \quad (2-15)$$

分散板近傍の粒子が流動化するガス速度 U_{mf_c} を層外半径(分散板半径) $r=r_o$ で Eqs.(2-6)および(2-11)の流動化条件を満たすガス速度と考えると

$$U_{mf_c} = \frac{-\phi_1 + \{ \phi_1^2 + 4\phi_2(1-\varepsilon)(\rho_p - \rho_g)r_o\omega^2 \}^{1/2}}{2\phi_2} \quad (5-1)$$

U_{mf_s} と U_{mf_c} の間のガス速度で半径方向の部分流動化が起こり、この時の圧力損失を固定層部分と流動層部分の各々の圧力損失の和と考える。部分流動化の固定層と流動層の境界の半径位置を r_{pf} とするとこの圧力損失は次式となる。

$$U_{mf} < U_{r_o} < U_{mf_c} \text{で}$$

$$\begin{aligned} \Delta P_{bed} &= \int_{r_o}^{r_{pf}} \left(\frac{dP}{dr} \right)_{packed} dr + \int_{r_{pf}}^{r_o} \left(\frac{dP}{dr} \right)_{fluidized} dr \\ &= \phi_1 U_{r_o} r_o \ln \left(\frac{r_o}{r_{pf}} \right) + \phi_2 U_{r_o}^2 r_o^2 \left(\frac{1}{r_{pf}} - \frac{1}{r_o} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} (\rho_p - \rho_g)(1-\varepsilon)\omega^2(r_{pf}^2 - r_i^2) \end{aligned} \quad (5-2)$$

また r_{pf} はEqs.(2-6),(2-11)より次式を解くことにより求められる。

$$(\rho_p - \rho_g)(1-\varepsilon)\omega^2 r_{pf}^3 - \phi_1 U_{r_o} r_o r_{pf} - \phi_2 U_{r_o}^2 r_o^2 = 0 \quad (5-3)$$

U_{mf_c} 以上のガス速度では層全体の流動層の圧力損失となる。

$$U_{r_o} \geq U_{mf_c} \text{で}$$

$$\Delta P_{bed} = \frac{1}{2} (\rho_p - \rho_g)(1-\varepsilon)\omega^2(r_o^2 - r_i^2) \quad (2-17)$$

さて、第2章で述べたように実際の横型遠心流動層の圧力損失はEq.(2-17)の計算値より小さいので、このモデルの適用は難しい。そこで層全体の流動化時の圧力損失は分散板に働く粒子層の見かけの重量を考えたEq.(2-14)で相関できるので、

本式を用いてモデルの修正を行う。

この場合の部分流動化時の圧力損失はEq.(2-14), Eq.(2-15)より次式で表せる。

$$\begin{aligned}\Delta P_{bed} &= \int_{r_i}^{r_{pf}} \left(\frac{dP}{dr} \right)_{packed} dr + \int_{r_{pf}}^{r_o} \left(\frac{dP}{dr} \right)_{fluidized} dr \\ &= \phi_1 U_{ro} r_o \ln \left(\frac{r_o}{r_{pf}} \right) + \phi_2 U_{ro}^2 r_o^2 \left(\frac{1}{r_{pf}} - \frac{1}{r_o} \right) \\ &\quad + \frac{1}{3} (\rho_p - \rho_g)(1 - \varepsilon) \omega^2 \frac{r_{pf}^3 - r_i^3}{r_o}\end{aligned}\quad (5-4)$$

また、この部分流動化の起こるガス速度の範囲は U_{mfs} とEq.(5-4)と最大圧力損失のEq.(2-14)が等しくなるガス速度 U_{mf}' の間になる。また部分流動化時の固定層と流動層の境界の半径位置 r_{pf} はEq.(5-3)で与えられる。

この修正モデルと既往モデルの比較をTable 5-1に示す

Table 5-1 Partial Fluidizing Model

	既往モデル		修正モデル	
	ΔP_{bed}	適用範囲	ΔP_{bed}	適用範囲
固定層	Eq.(2-15)	$U_{ro} \leq U_{mfs}$ $U_{mfs}: \text{Eq. (2-12)}$	Eq.(2-15)	$U_{ro} \leq U_{mfs}$ $U_{mfs}: \text{Eq. (2-12)}$
部分流動化	Eq.(5-2)	$U_{mfs} < U_{ro} < U_{mfc}$ $r_i < r_{pf} < r_o$ $r_{pf}: \text{Eq. (5-3)}$	Eq.(5-4)	$U_{mfs} < U_{ro} < U_{mf}'$ $r_i < r_{pf} < r_o$ $r_{pf}: \text{Eq. (5-3)}$
流動層	Eq.(2-17)	$U_{ro} \geq U_{mfc}$ $U_{mfc}: \text{Eq. (5-1)}$	Eq.(2-14)	$U_{ro} \geq U_{mf}'$ $U_{mf}': \text{Eq. (5-4) \& Eq. (2-14)}$

2. 偏析に関する既往の研究の概要

流動層において偏析は流動層分級機をはじめ種々の気固系反応システムの設計や制御において重要な因子であり、重力場の流動層で多くの研究が行われている。

流動層の単一成分の粒子の最小流動化速度はガス速度－圧力損失の関係における固定層域と流動層域を各々外挿した交点である。異なった流動化開始速度をもつ多成分の粒子から成る粒子層の見かけの最小流動化速度は成分粒子の最も小さい最小流動化速度と最も大きい最小流動化速度の中間の値となる⁵⁻³⁾。

大粒子Lおよび小粒子Sの2成分系の粒子層の圧力損失はFig.5-1のように分類される。ここでLおよびS粒子の最小流動化速度は各々 U_L, U_S である。粒子径や密度などの物性差が大きくガス速度が U_L 以上で(a)のように完全に2成分に分離(偏析)する場合、圧力損失は単成分の粒子層の圧力損失の和となるので(a)のように2つの屈曲点をもつ。逆に物性差が殆どない場合、完全混合系となり単一成分と同様の(c)の圧力損失となる。この時の見かけ上の最小流動化速度 $U_{s,lc}$ は U_L と U_S の間になる。(a)と(c)の中間の場合には(b)になり、見かけ上の最小流動化速度 $U_{s,lb}$ は前述の完全混合、完全偏析の各々の見かけ上の最小流動化速度の中間となる。また(b)の場合、ガス速度の減少の方法により混合状態、圧力損失が変化し、それに応じて見かけ上の最小流動化速度も変化する。

完全偏析(a)の圧力損失は各々の単成分の理論式から計算でき、見かけ上の最小流動化速度の推算も可能である。完全混合(c)の見かけ上の最小流動化速度の実験式として次式が提案されている⁵⁻⁶⁾。ここで X_S, X_L は小粒子および大粒子の重量分率である。

$$\frac{1}{U_{mr}} = \frac{X_S}{U_S} + \frac{X_L}{U_L} \quad (5-5)$$

また部分混合(b)の見かけ上の最小流動化速度については次の実験式が報告されている⁵⁻²⁾。

$$U_{mr} = U_S \left(\frac{U_L}{U_S} X_S^2 \right) \quad (5-6)$$

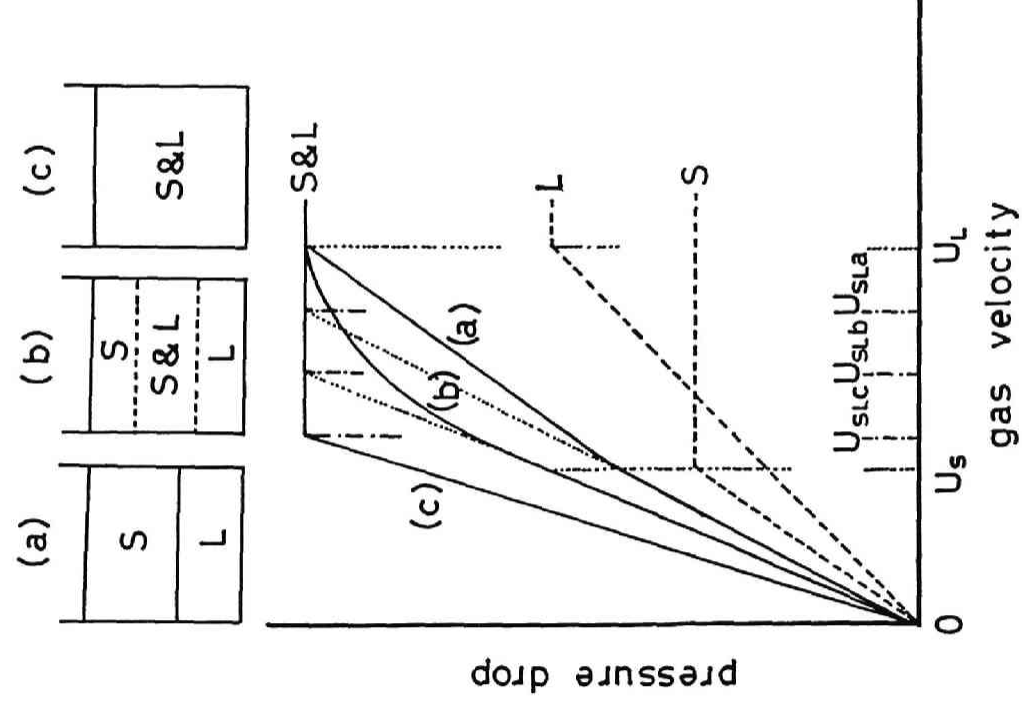


Fig.5-1 Pressure drop of binary mixture

また重力場の流動層の2成分系粒子の偏析に関しては数多くの研究があり、混合と偏析を組み合わせた流動層操作も行われている。しかし遠心流動層についてはKrogerら⁵⁻⁵⁾が粒子径比2程度の2成分系粒子の流動化実験で層が完全に偏析を起こし、流動層(小粒子)と固定層(大粒子)の両操作を同時に行う状態を容易に形成できることを報告しているのみである。

3. 実験装置および方法

分散板は有効幅0.0453mのものを使用した。粒子はTable 5-2に示すフルイ1段分に調整したガラスビーズを用いた。また着色粒子は同一のガラスビーズに赤インクで着色したものである。回転数は $10 \sim 16.7 \text{ s}^{-1}$ の範囲で行った。

部分流動化の実験は、粒子充填量の約3/4の粒子をローター内に仕込み流動化させて形成した均一な無着色の粒子層の内部に、残りの量の同一径の着色粒子を入れ2層の粒子層を形成させた。その後、ガス速度を部分流動化の起こるガス速度に調整し、着色粒子層(流動化によって着色粒子と流動化部分の無着色粒子の混合したピンク色の粒子層)と無着色の粒子層の界面が半径の大きい層外部へ拡っていく様子をカメラにより写真撮影した。そして十分時間が経過し、この界面がこれ以上拡がらなくなった時の界面を流動化層と非流動化層(固定層)の境界として、その位置をネガフィルムを拡大して求めた。この界面の半径位置は円周方向のぼらつきを考慮して円周方向で12箇所測定し平均値をとった。

2成分系粒子の流動化実験は無着色の粒子と同量の粒子径の異なる着色粒子を予め十分に混合しておき、その混合2成分系粒子をローター内に仕込み大粒子の最小流動化速度以上で流動化させ目視による観察により2成分系粒子が偏析するかどうかを判定した。その後、ガス速度を徐々に低下させてその時の圧力損失を測定し、この圧力損失-ガス速度の関係と目視によって2成分系粒子の偏析状態を考察した。

Table 5-2 Diameter of fluidized particles

	$d_p \times 10^6$ [m]	
G-1	63	75
G-2	75	88
G-3	88	105
G-4	105	125
G-5	125	150
G-6	150	170
G-7	170	210

4. 実験結果および考察

5-1 半径方向の部分流動化

遠心流動層の部分流動化時の実測した界面 $r_{o,r}$ とガス速度の関係をFig.5-2に示す。図中の実線はEq.(5-3)の計算値である。計算値と実測値はほぼ一致するが、ガス速度の大きい場合に実測値が計算値に比べ若干小さくなる。また点綴点における実線の幅は実測値のばらつきを示しており、粒子径が小さいほど $r_{o,r}$ のばらつきは大きくなる。

同様に回転数を変化させた場合の結果をFig.5-3に示す。低回転数の場合には、 $r_{o,r}$ の実測値のばらつきが大きくなる。

次にこれらの部分流動化の際の圧力損失をFig.5-4に示す。図中の破線がKaoら⁵⁻⁴⁾のモデル、実線が修正モデルによる計算結果である。横型遠心流動層の部分流動化はこの修正モデルで表すことができる。

3-2 2成分系粒子の流動化

遠心流動層で大粒子と小粒子の2成分が完全に偏析を起こす場合には、半径の大きい外周部に大粒子の層、その内側に小粒子の粒子層が形成される。目視によって粒子層が完全に偏析したことを確認した場合の圧力損失—ガス速度の関係の一例をFig.5-5に示す。偏析する場合の圧力損失曲線には2個の屈曲点があり、小さ

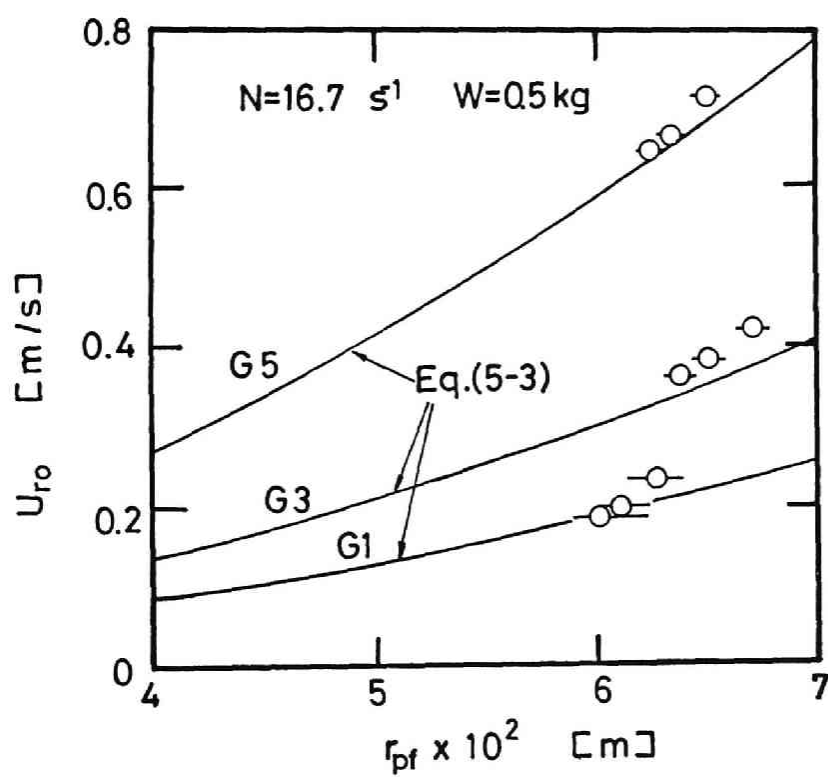


Fig.5-2 Relationship between interfacial radius and gas velocity

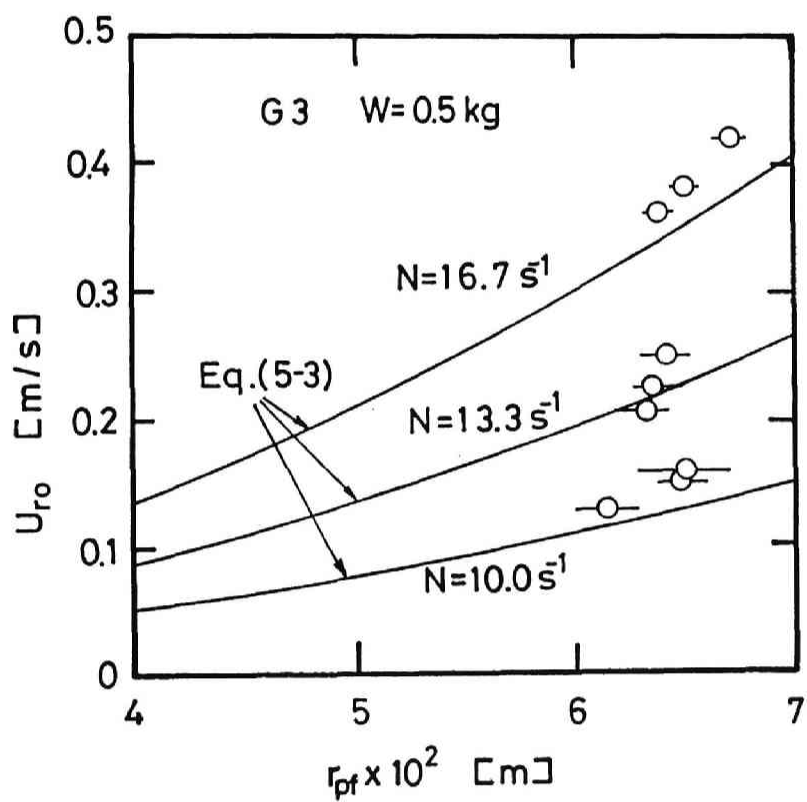


Fig.5-3 Relationship between interfacial radius and gas velocity

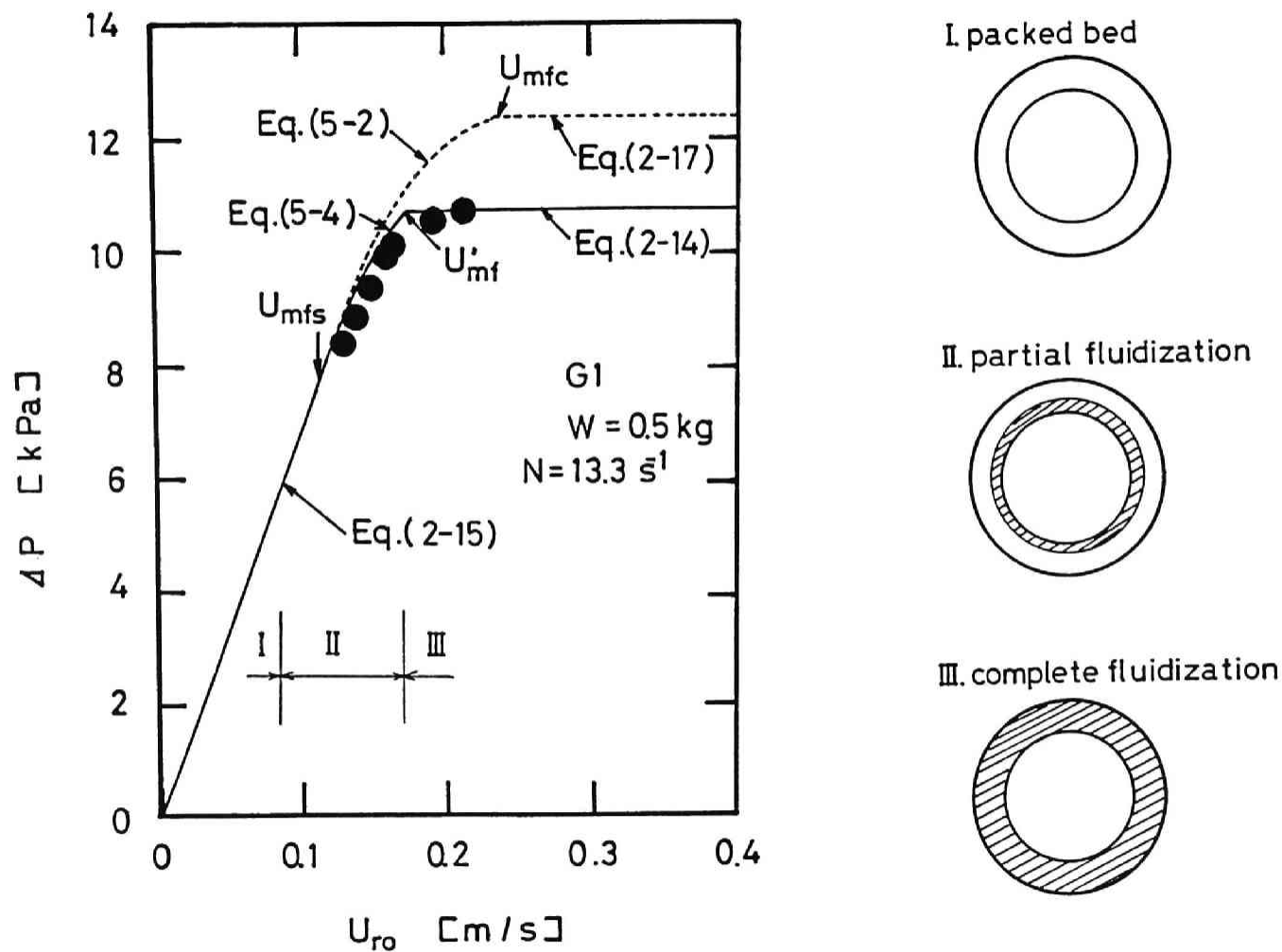


Fig.5-4 Pressure drop at partial fluidization

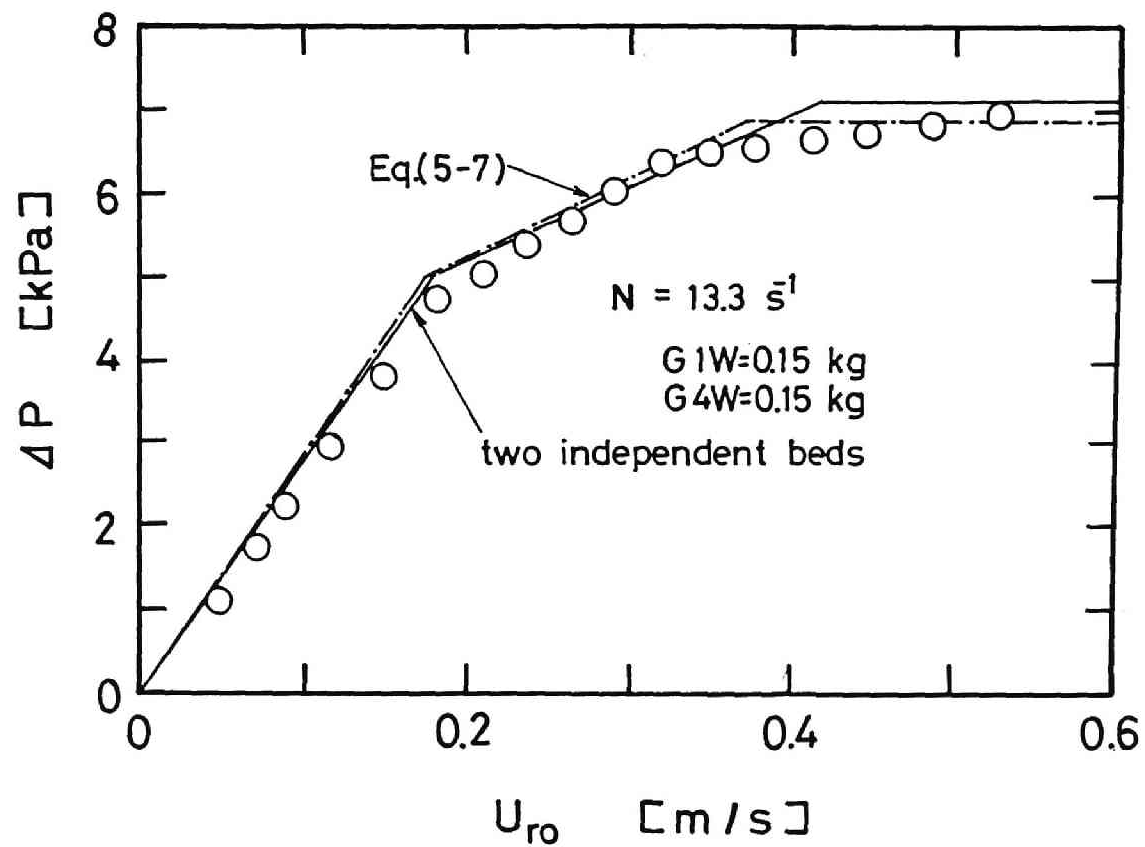


Fig.5-5 Pressure drop of binary mixture

いガス速度の屈曲点が小さい粒子の最小流動化速度 U_s であり、もう一つの屈曲点が大粒子の最小流動化速度 U_L に相当する。 U_L と U_s の間のガス速度では、層外周部の大粒子層が固定層、内側の小粒子層が流動層となる。

図中の実線は大粒子と小粒子が完全に偏析し、2個の独立の粒子層と`考えた時の計算値である。すなわち大粒子層と小粒子層の界面を r_{sl} とすると層表面半径 r_i から r_{sl} までの小粒子層と r_{sl} から分散板半径 r_o までの大粒子層の各々の圧力損失をEqs.(2-14),(2-15)から計算し、その和を層全体の圧力損失として計算した結果である。また図中の一点鎖線は各々の成分のみを全量充填した場合の圧力損失 $\Delta P_{bed(small)}$ および $\Delta P_{bed(large)}$ の計算値を次式に代入した値である。

$$\Delta P_{bed} = \frac{1}{2} (\Delta P_{bed(small)} + \Delta P_{bed(large)}) \quad (5-7)$$

本研究の場合のように層高が小さい時には両者に大差はない。

次に偏析しないで2つの粒子が完全に混合している場合の例をFig.5-6に示す。図中の実線は2個の独立した層と考えた計算値、一点鎖線はEq.(5-7)の計算値である。また破線は2成分系粒子を単一成分粒子とみなし2成分の平均径の粒子を全量充填したと仮定した圧力損失の計算値である。実測値はほぼ単一成分と見なすことができる。

偏析と完全混合の中間の場合の結果をFig.5-7に示す。この場合、全粒子が完全に流動化している状態($U_r > U_L$)では目視による観察では混合したピンク色の粒子層であったが、大粒子と小粒子の最小流動化速度の間($U_s < U_r < U_L$)で圧力損失の実測値は屈曲点を持つ。このガス速度領域では前述の半径方向の部分流動化と重力場で見られる部分偏析(Fig.5-1の(b)の状態)が複雑に影響してこのような挙動を示すと考えられる。

実験結果から得られた粒子径の異なる2成分系粒子の混合状態を偏析(a)、完全混合(c)、その中間(b)に分類してTable 5-3に示す。本実験の範囲では回転数の影響はみられなかった。

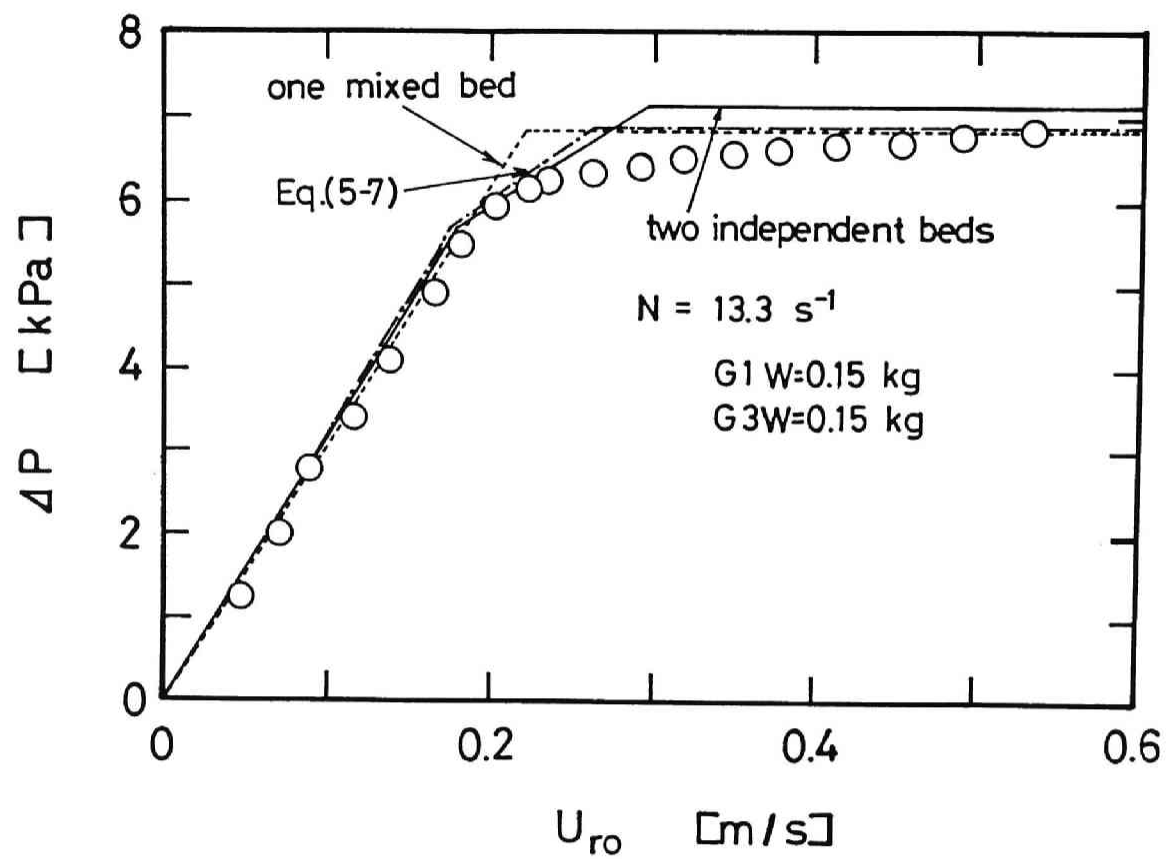


Fig.5-6 Pressure drop of binary mixture

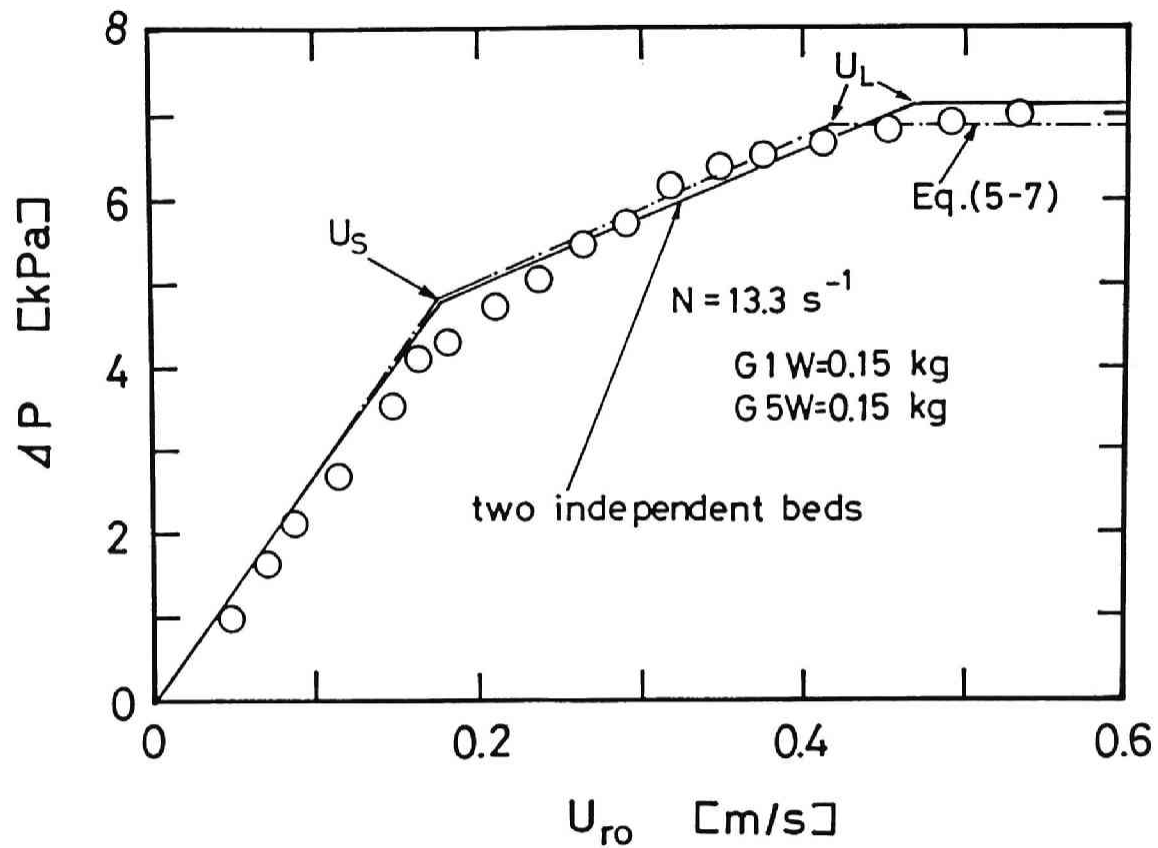


Fig.5-7 Pressure drop of binary mixture

Table 5-3 Mixing Condition

		Large Particles				
		G-2	G-3	G-4	G-5	G-6
Small Particles	G-1	c	b	a	a	a
	G-2	c	b	b	a	a
	G-3		c	b	a	a
	G-4			c	b	a

本実験範囲では2成分がフルイ3段分以上離れている場合すなわち粒子径比が約1.7以上で偏析を起こす。重力場の流動層では同一密度の粒子であれば粒子径比が2以上で偏析を起こすといわれているが、縦型遠心流動層の結果⁵⁻⁶⁾と同様、横型遠心流動層でも重力場に比べ若干偏析を起こしやすいことがわかる。

結 言

半径方向の部分流動化現象および2成分系粒子の流動化を実験的に検討し、以下の知見を得た。

1)着色粒子を使った可視化実験により半径方向の部分流動化時の流動層と固定層の界面位置を求め、Eq.(5-3)で表せることを明らかにした。

2)部分流動化の圧力損失に関する既往モデルを修正し、その計算値は実験値と良好に一致した。

3)2成分系粒子の流動化で完全混合、偏析、両者の中間の領域を目視と圧力損失の測定から明らかにした。その結果、粒子径比が1.7以上の2成分系粒子では流動化状態において偏析を起こすことが明らかになった。

Literature Cited

- 5-1)Chen,Y.M.: AIChE J., 33, 722(1987)
- 5-2)Cheung,L.Y., A.W.Nienow and P.N.Rowe: Chem. Eng. Sci., 29, 301(1974)
- 5-3)Chiba,S., T.Chiba A.W.Nienow and H.Kobayashi: Poeder Tech., 22, 255
(1979)
- 5-4)Kao,J, R.Pfeffer and G.I.Tardos: AIChE J., 33, 858(1987)
- 5-5)Kroger,D.G., E.K.Levy and J.C.Chen: Powder Tech., 24, 9(1979)
- 5-6)Obata,E., H.Watanabe and N.Endo: J. Chem. Eng. Japan, 15, 23(1982)

Nomenclature

d_p	= particle diameter	[m]
F	= force exerted by gas on particles in bed	[N]
N	= rotations per second	[1/s]
P	= pressure	[Pa]
ΔP_{bed}	= pressure drop of gas through bed	[Pa]
r	= radius	[m]
r_i	= inner radius of bed	[m]
r_o	= outer radius of bed	[m]
r_{of}	= interfacial radius between fixed and fluidized beds	[m]
U_L	= minimum fluidization velocity of large particles	[m/s]
U_{mf}	= minimum fluidization velocity	[m/s]
U_{mf}'	= minimum fluidization velocity in partial fluidization model	[m/s]
U_{mfo}	= critical fluidization velocity	[m/s]
U_{mfs}	= surface minimum fluidization velocity	[m/s]
U_r	= superficial gas velocity	[m/s]
U_{ro}	= superficial gas velocity at distributor	[m/s]
U_s	= minimum fluidization velocity of small particles	[m/s]
$U_{sla}, U_{slb}, U_{slo}$	= apparent minimum fluidization velocity of binary particles	[m/s]
W	= weight of packed particles	[kg]
X_L	= weight fraction of large particles	[-]
X_s	= weight fraction of small particles	[-]
ϵ	= void fraction of bed	[-]

μ_g	= gas viscosity	[Pa·s]
ρ_p	= particle density	[kg/m ³]
ρ_g	= gas density	[kg/m ³]
ϕ_1	= first drag coefficient defined by Eq.(1-3)	[]
ϕ_2	= second drag coefficient defined by Eq.(1-4)	[-]
ω	= rotational speed	[rad/s]

第 2 編 攪拌流動層

第6章 攪拌流動層の攪拌所要動力と圧力損失

緒言

流動層操作で流動化の困難な粒子を使用する場合、攪拌流動層がしばしば用いられているが⁶⁻¹²⁾、攪拌流動層の攪拌に要する動力は翼形状、寸法、粒子物性等の影響を大きく受け、これらの知見は装置設計上不可欠な因子である。

近年、ポリマーの気相重合プロセスが注目されており、既にいくつかの実用化例が報告されている⁶⁻⁶⁾。このプロセスの開発では有効な触媒探索と反応器設計が重要な課題といわれており、重合反応器として流動層が使用されている。特にこれらの反応器では生成ポリマー粒子の塊化を防止するために攪拌流動層が採用されており⁶⁻²⁾、その攪拌翼の形状はアンカー型や垂直翼の場合が多い。

攪拌流動層の攪拌所要動力に関してはパドル型、平羽根型の攪拌翼についての研究報告があるが^{6-3, 6-4, 6-5, 6-11)}、垂直翼についての知見は殆ど得られていない。

そこで塔径0.15mと0.3mの攪拌流動層装置で10種類の垂直翼、5種類の粒子を用いて攪拌所要動力に及ぼす翼寸法、回転数、粒子物性、粒子充填量の影響を考察した。また塔径1mの攪拌流動層装置の実験データ⁶⁻⁷⁾を検討し、スケールアップに伴う影響を考察した。

続いて、攪拌流動層における圧力損失について実験的に検討、考察した。

1. 粒子層殻状攪拌モデル

攪拌流動層の攪拌トルクはガス速度と共に減少し、あるガス速度以上では一定値となる。この一定値の攪拌所要トルクは数種の形式の攪拌翼について推算式が

提案されている。たとえば永田ら⁶⁻⁸⁾の多段タービン翼, Makishimaら⁶⁻⁵⁾, Kozulinら⁶⁻³⁾による平羽根翼の推算式がある。また垂直翼についてはPrasadら⁶⁻⁹⁾, Riosら⁶⁻¹⁰⁾が報告しているが, 限定された翼での結果であり, 他の寸法や形状の垂直翼に適用することは難しいと思われる。

青木ら⁶⁻¹⁾は平羽根翼の通過する部分の粒子層が粒子層中を回転するモデルにより攪拌トルクの推算式を導出している。そこで, この平羽根翼の粒子層攪拌モデルを垂直翼に応用する。

Fig.6-1に示すように攪拌翼の通過する部分の殻状の粒子層が粒子層中を滑らず剛体回転していると仮定する。回転する粒子層のせん断面における摩擦応力 τ は粒子圧と付着力から

$$\tau = \mu \rho_b k g + \sigma_o \quad (6-1)$$

と表せる。ここで ρ_b は粒子のかさ密度, k は粒子層の側圧と垂直圧の比である。粒子の摩擦係数 μ を内部摩擦係数 ϕ_i を用いて $\tan \phi_i$ で表し, さらに付着力 σ_o を無視すれば, 殻状粒子層の半径 r のせん断面でのトルクは次式で与えられる。

$$\begin{aligned} T_o &= \int_0^L \int_0^{2\pi} \tau r^2 d\theta dh \\ &= \int_0^L \int_0^{2\pi} \rho_b \tan \phi_i r^2 h k g d\theta dh \end{aligned} \quad (6-2)$$

ここで L は垂直翼の長さである。回転する殻状粒子層の上部と下部の摩擦を無視すれば, 攪拌所要トルク T_o は垂直攪拌翼の外半径 r_o , 内半径 r_i の2つのせん断面でのトルクの和となり, 次式が得られる。

$$T_o = \pi k (\rho_b \tan \phi_i) \{ (r_o^2 + r_i^2) L^2 \} g \quad (6-3)$$

2. 実験装置および方法

実験装置の概略をFig.6-2に示す。使用した流動層装置本体はColumn I (塔径

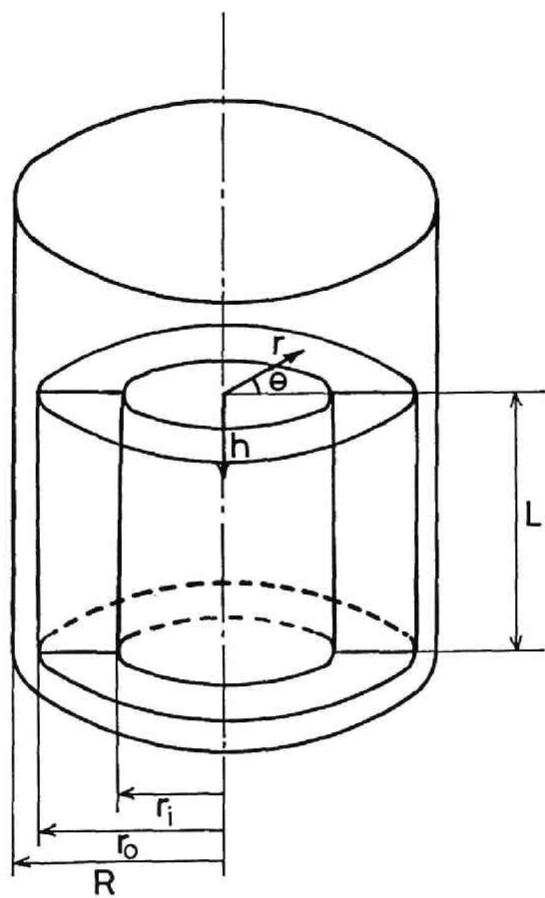


Fig.6-1 Particle bed core rotating model

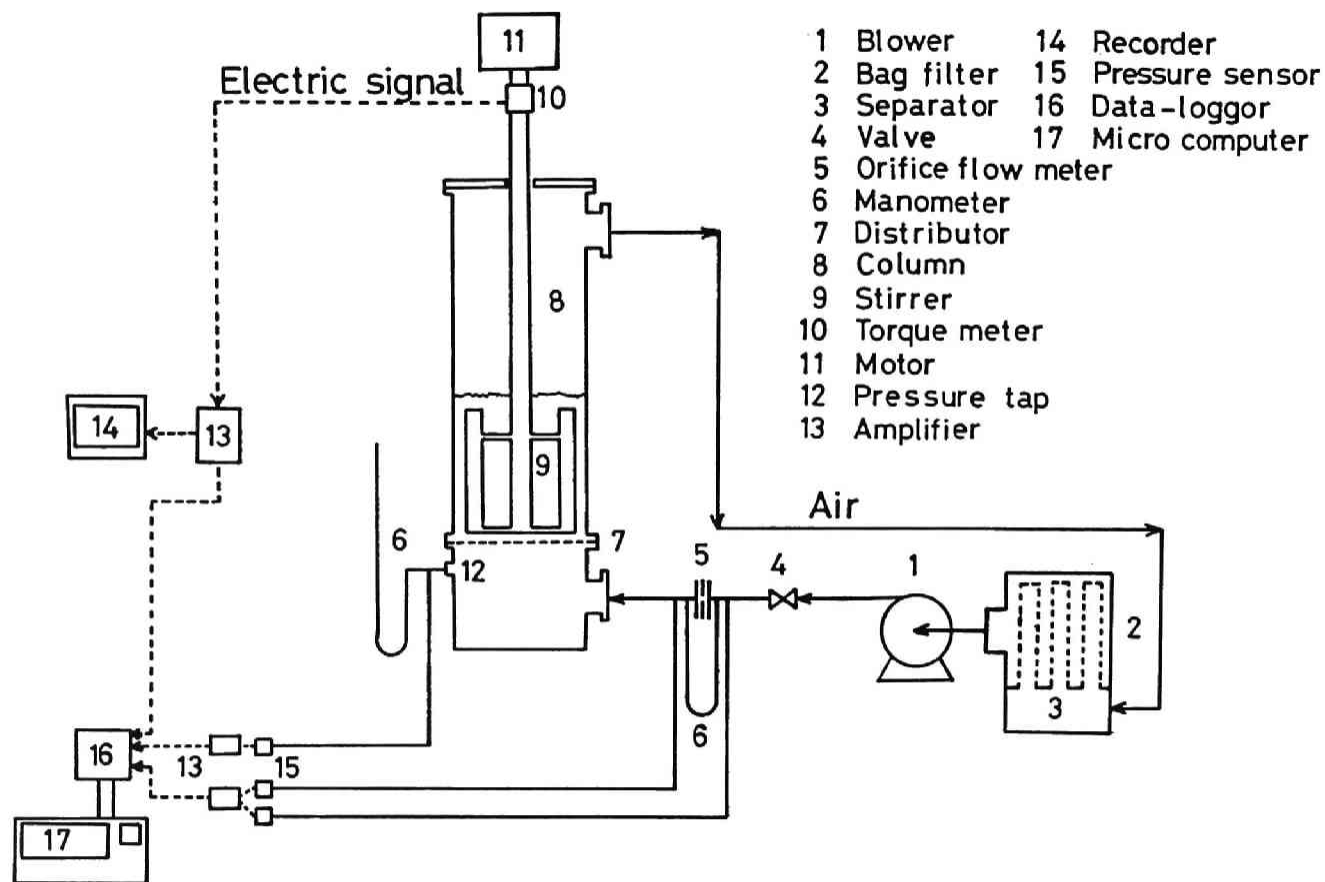


Fig.6-2 Schematic diagram of experimental apparatus

0.15m, 塔長0.7m)とColumnII(塔径0.3m, 塔長1.5m)の2種類である。使用した攪拌翼は縦長の垂直翼で, その詳細をTable 6-1に示す。ColumnIIではFig.6-3(a)に示すように種々の寸法の翼がボルトで取り付けられ, その取り付け位置により翼形状を変えることが可能な構造で, 幅0.04~0.06m, 壁との間隔0.01~0.04m, 長さ0.3および0.6m, 枚数は2および4枚の翼を使用した。またNo.2の翼は翼の進行方向の粒子を塔中央部へ移動させるように工夫した三角形の断面をもつ翼形状で, その詳細をFig.6-3(b)に示す。ガス分散器は粒子が下部の蓄気室に落下するのを防ぐため100メッシュのステンレス網を密着した多孔板で孔径0.0015m, 孔数401(Column I), 孔径0.001m, 孔数925(Column II)のものをを用いた。

Table 6-1 Size of stirrers

Stirrer No.	Column radius R [m]	B [m]	L [m]	Stirrer size θ_b [deg]	C [m]	C_b [m]	n [-]
1	0.075	0.025	0.14	90	0.01	0.01	2
2	0.15	0.0173	0.3	*	0.01	0.01	2
3	0.15	0.04	0.3	90	0.01	0.05	2
4	0.15	0.04	0.3	30	0.01	0.05	2
5	0.15	0.04	0.3	60	0.01	0.05	2
6	0.15	0.04	0.6	30	0.01	0.05	4
7	0.15	0.04	0.6	30	0.01	0.05	2
8	0.15	0.04	0.3	90	0.025	0.05	2
9	0.15	0.06	0.3	90	0.01	0.05	2
10	0.15	0.06	0.3	90	0.04	0.05	2

* Details are shown in Fig.6-3.

実験に用いた粒子はガラスビーズ, 粒状活性炭, コークスおよび2種類のポリマー粒子でその物性値をTable 6-2に示す。安息角は直径20cmの円板上に粒子をフルイで落とす注入法で求めた。

実験はまず粒子を塔に充填する前に攪拌翼を回転し, その時の所要トルクを空トルクとして測定した。次に所定量の粒子を塔に充填し送風機から空気を供給し流動化させた。空気はバグフィルターで流動層から飛び出した粒子を分離した後,

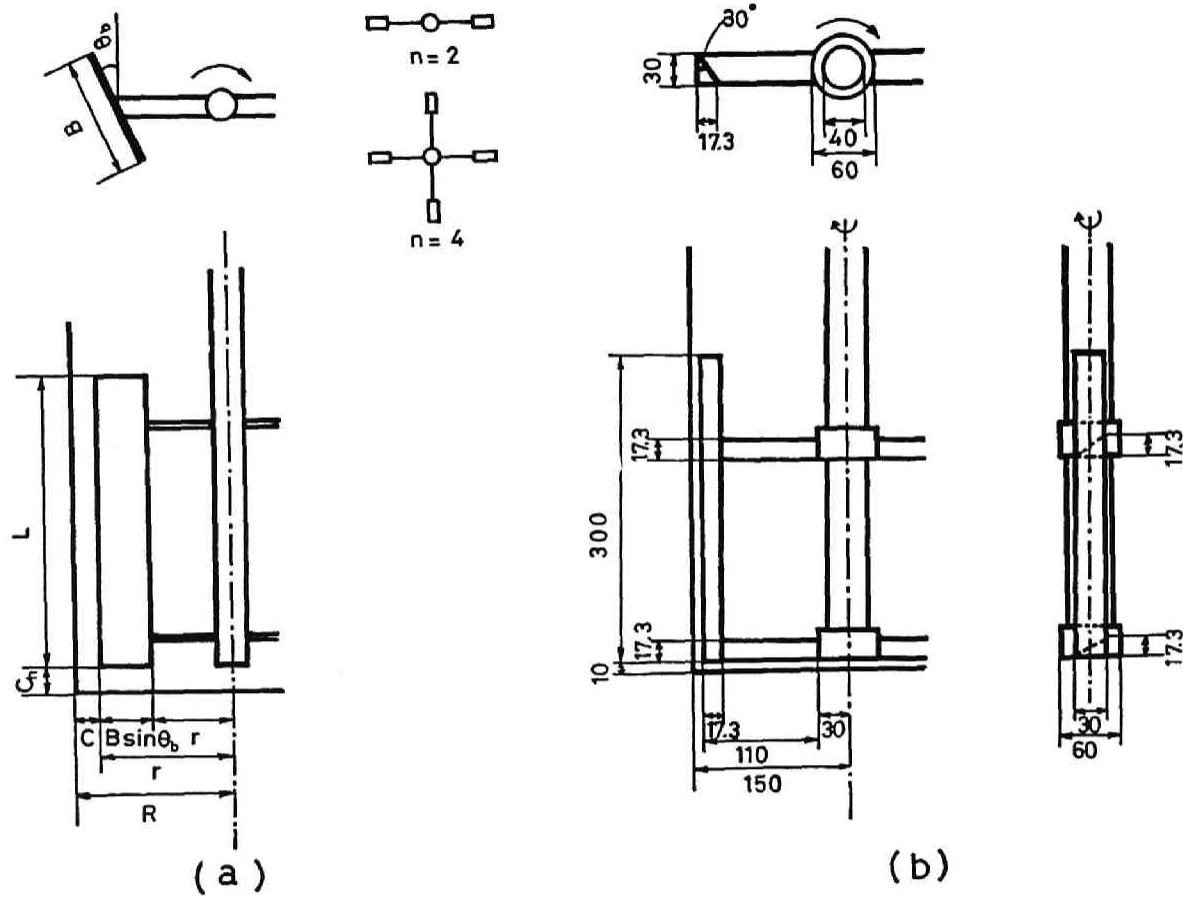


Fig.6-3 Details of stirrers

再循環した。空気流量はオリフィス流量計，圧力損失は分散板直下の圧力タップで測定し，トルクはトルクメーターの読みと空トルクの値の差を攪拌所要トルクとして求めた。所定の回転数で攪拌翼を回転し粒子を充分流動化した後，徐々にガス速度を下げ攪拌所要トルクと圧力損失の測定を行った。これらの測定はオリフィス流量計および圧力タップに取り付けた圧力センサーとトルクメーターの電気信号を増幅器，データロガー，GP-IBを経てパーソナルコンピュータでデータ収集を行う自動計測システムにより行った。

Table 6-2 Properties of particles used

Particle	Mean diameter $d_p \times 10^{-5}$ [m]	Particle density ρ_p [kg/m ³]	Bulk density ρ_b [kg/m ³]	Repose angle ϕ_r [deg]
Glassbeads	420	2620	1410	21.5
Active carbon	740	996	596	16.0
Cokes	150	1610	943	25.5
Polymer (1)	680	896	444	35.0
Polymer (2)	2180	869	478	28.5

3. 実験結果および考察

3-1 低回転数の攪拌所要トルク

攪拌所要トルクは粒子層にガスを通気すると急激に小さくなりガス速度と共に減少するが，あるガス速度以上ではほぼ一定となる (Fig.6-4)。この一定となったトルクの値を攪拌最小トルク T_{min} と定義する。この T_{min} に達するガス速度 U_{nt} と最小流動化速度の比と回転数の関係を Fig.6-5 に示す。 U_{nt} はポリマー粒子のような均一な流動化が難しい粒子や回転数が大きいほど最小流動化速度より大きくなる傾向を示し，本研究の範囲では最小流動化速度の1~2.5倍である。固定層域では機械的攪拌により空隙率が増し，ガス速度の増大と共に空隙率が増大するので攪

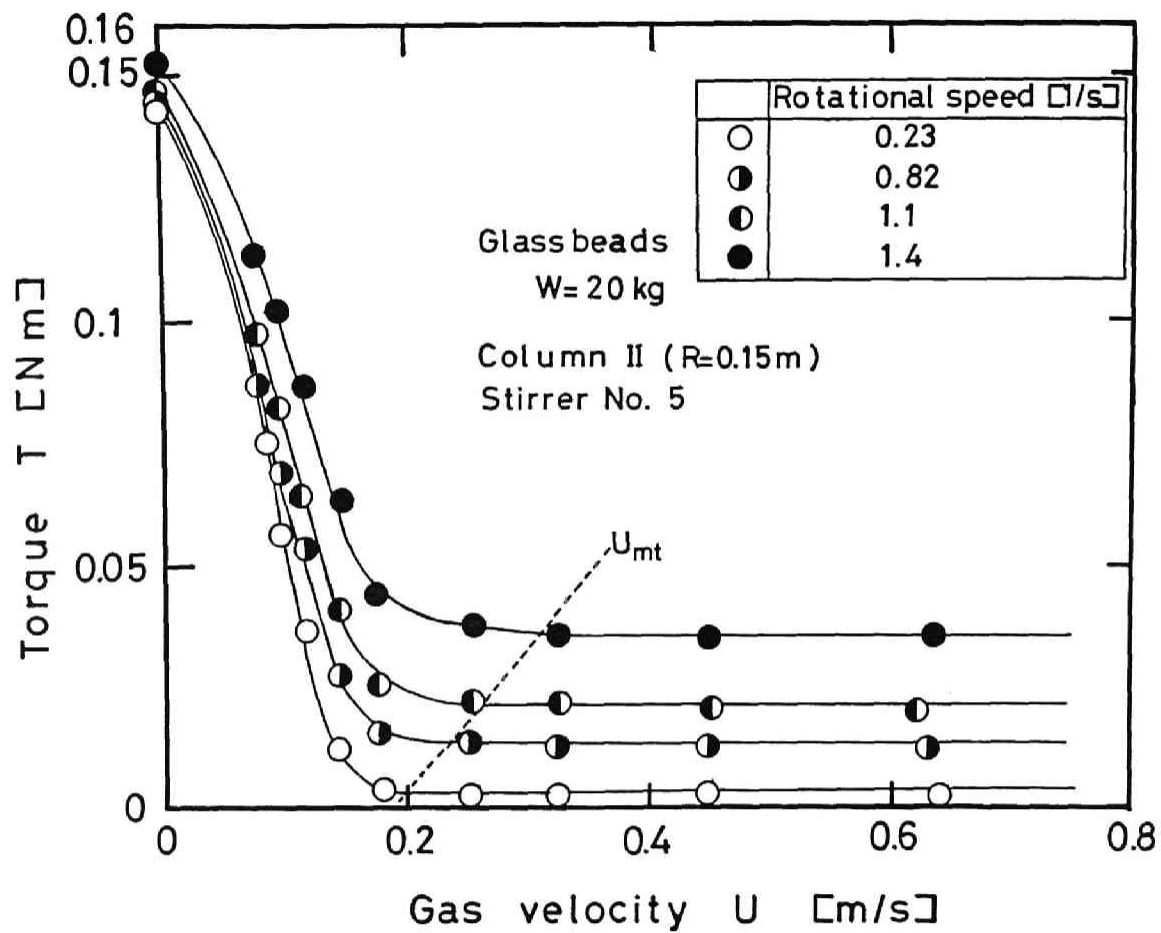


Fig.6-4 Variation of torque with gas velocity

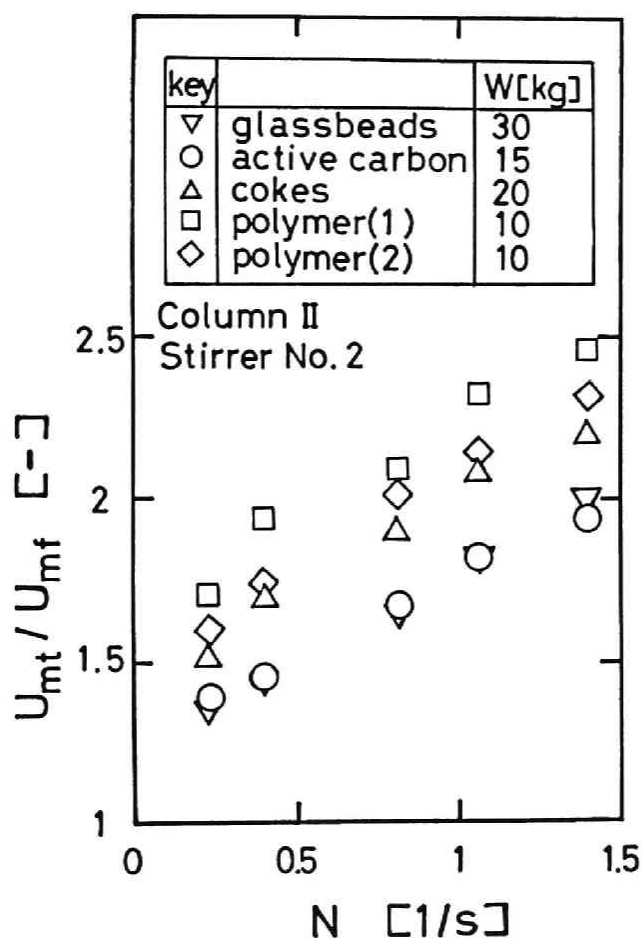


Fig.6-5 Relationship between U_{mt}/U_{mf} and rotational speed

拌トルクは減少する。粒子が流動化しガスによってある程度以上の空隙(気泡も含めて)の状態になると、攪拌による空隙の増大は殆どなくなり、攪拌トルクは一定となる。回転数が大きいほど、大きなガス速度域まで機械的攪拌が空隙率の増大に影響を与えるため、 U_{mt} が大きくなると考えられる。

攪拌流動層装置の設計、運転にはこの T_{min} を明らかにしておく必要があり、本節では翼の回転数が $1.5s^{-1}$ 以下の場合の T_{min} に及ぼす諸因子の影響を考察した。

(1)攪拌翼の形状、寸法の影響

T_{min} を粒子殻状攪拌モデルのEq.(6-3)における翼形状、寸法による因子 $(r_o^2+r_i^2)L^2$ に対して点綴した結果の一例をFig.6-6に示す。また同一形状の翼が2枚と4枚の場合の T_{min} はほぼ等しい(Fig.6-7)。よって T_{min} に及ぼす攪拌翼の寸法の影響は次式で示される。

$$T_{min} = K_1[(r_o^2+r_i^2)L^2] \quad (6-4)$$

(2)粒子充填量の影響

Fig.6-8に粒子充填量 W と攪拌翼最頂部の高さに相当する粒子充填量 W_0 の比と T_{min} の関係をFig.6-8に示す。 T_{min} は W/W_0 と共に増大し一定値に近づく傾向を示す。このことは攪拌翼によって移動させられる粒子層の高さが指数関数的に減少することを示している。実験データから T_{min} は次式で近似できる。

$$T_{min} = K_2[1-\exp\{-(W/W_0)^{3/2}\}] \quad (6-5)$$

(3)攪拌翼の回転数の影響

T_{min} と攪拌翼の回転数の関係をFig.6-9に示すが、 T_{min} は回転数が $1.5s^{-1}$ 以下の範囲では翼形状、寸法や粒子の種類によらず $N^{4/3}$ に比例する。

$$T_{min} = K_3N^{4/3} \quad (6-6)$$

この結果は永田ら⁸⁻⁸⁾の多段タービン翼での $N^{1/3}$ に比例するという結果に類似している。

(4)粒子物性の影響

粒子殻状攪拌モデルのEq.(6-3)中の $\rho_o \tan \phi_i$ は粒子物性による因子で、 ϕ_i は流動状態での粒子の内部摩擦角であるが、静止状態での安息角 ϕ_r で近似する。また ρ_o として静止状態での値を用いると、Fig.6-10に示すように T_{min} と $\rho_o \tan \phi_r$

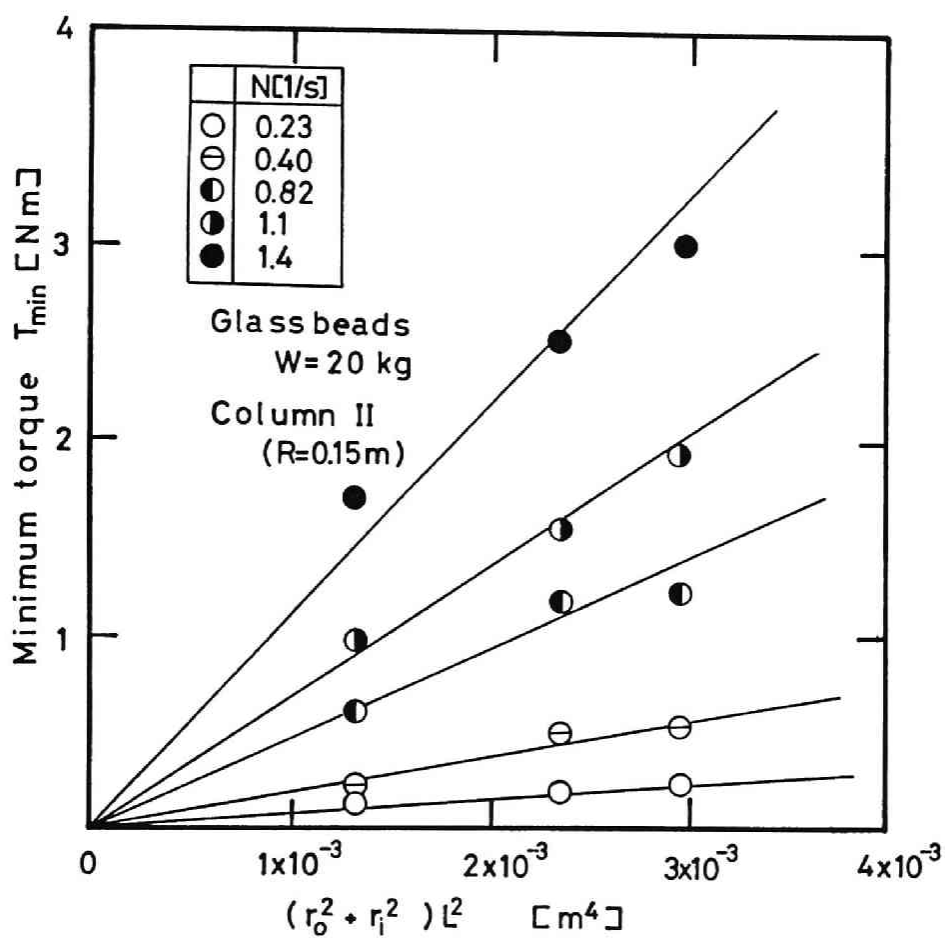


Fig.6-6 Relationship between $(r_o^2 + r_i^2) L^2$ and T_{min}

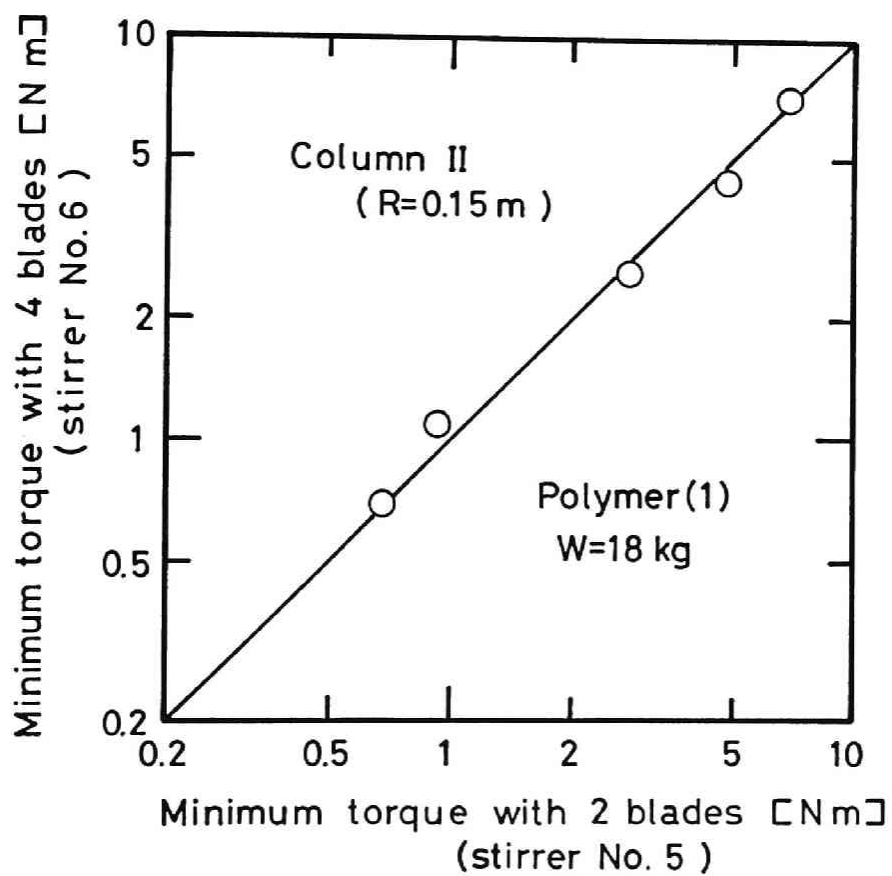


Fig.6-7 Effect of numbers of blades on T_{min}

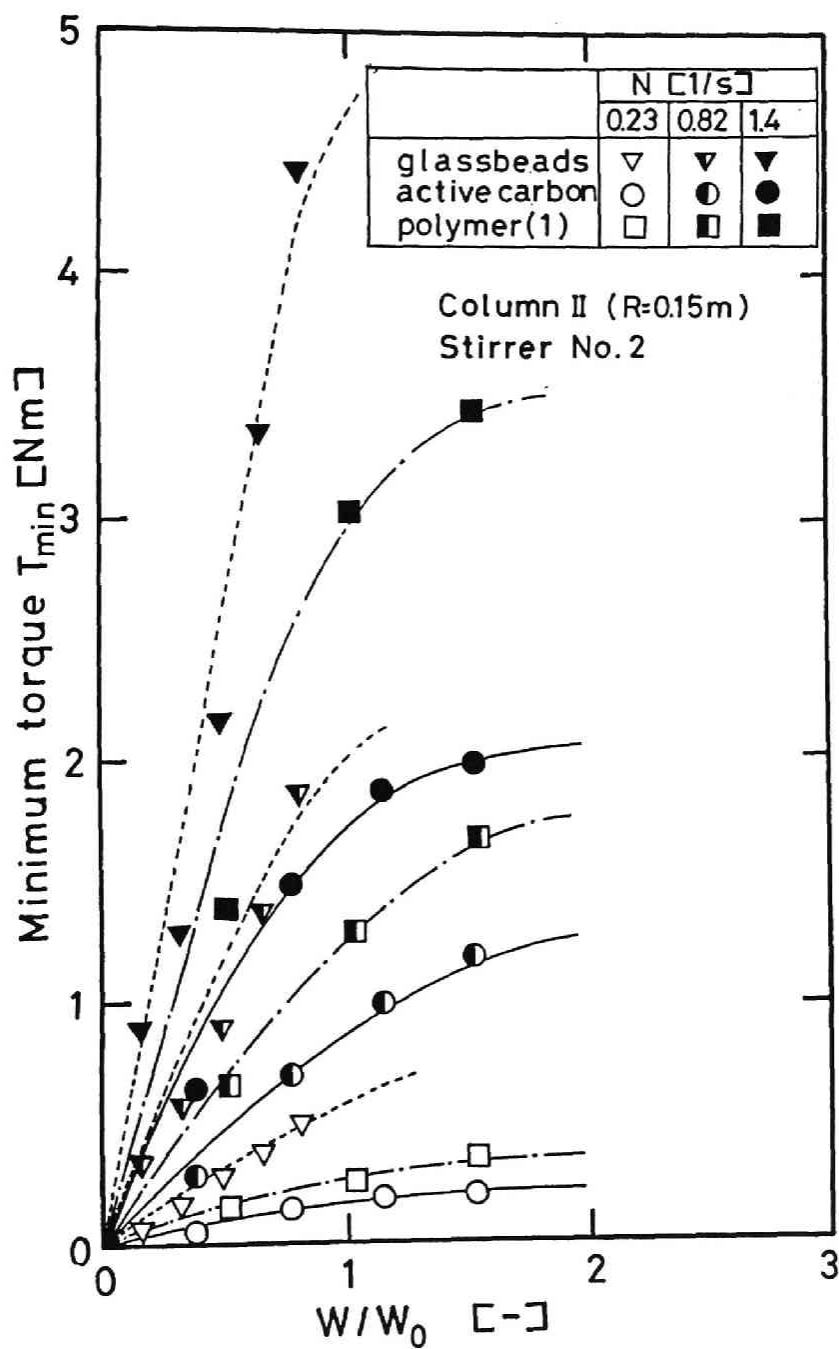


Fig.6-8 Variation of T_{min} with W/W_0

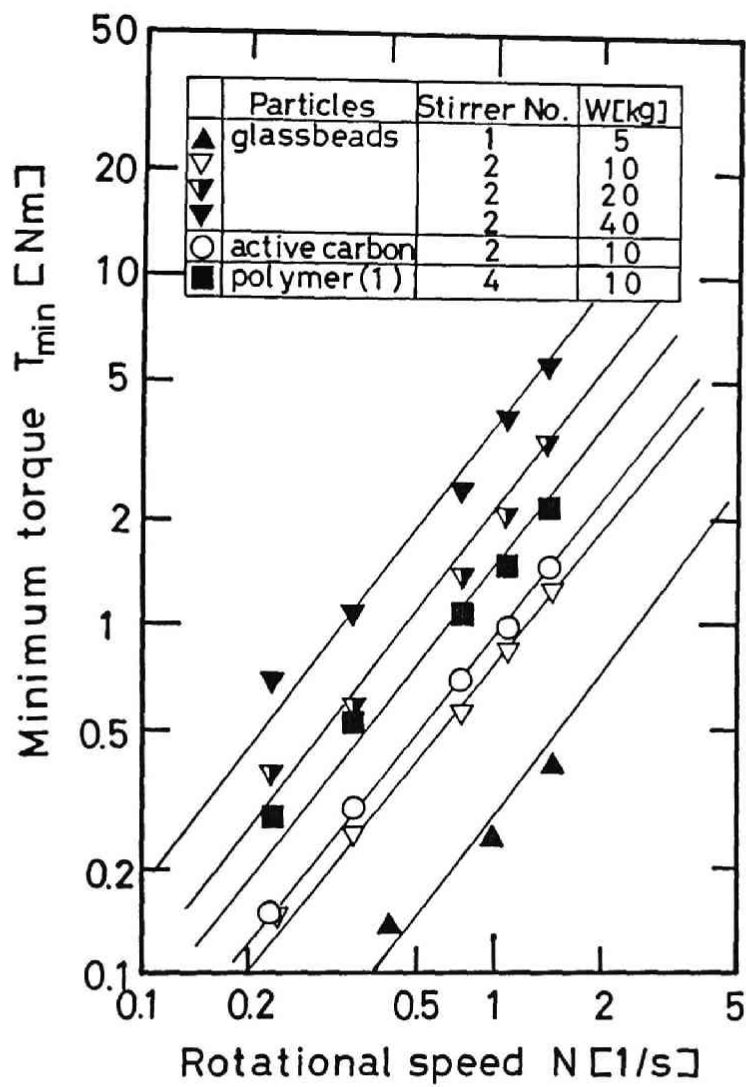


Fig.6-9 Effect of rotational speed on T_{min}

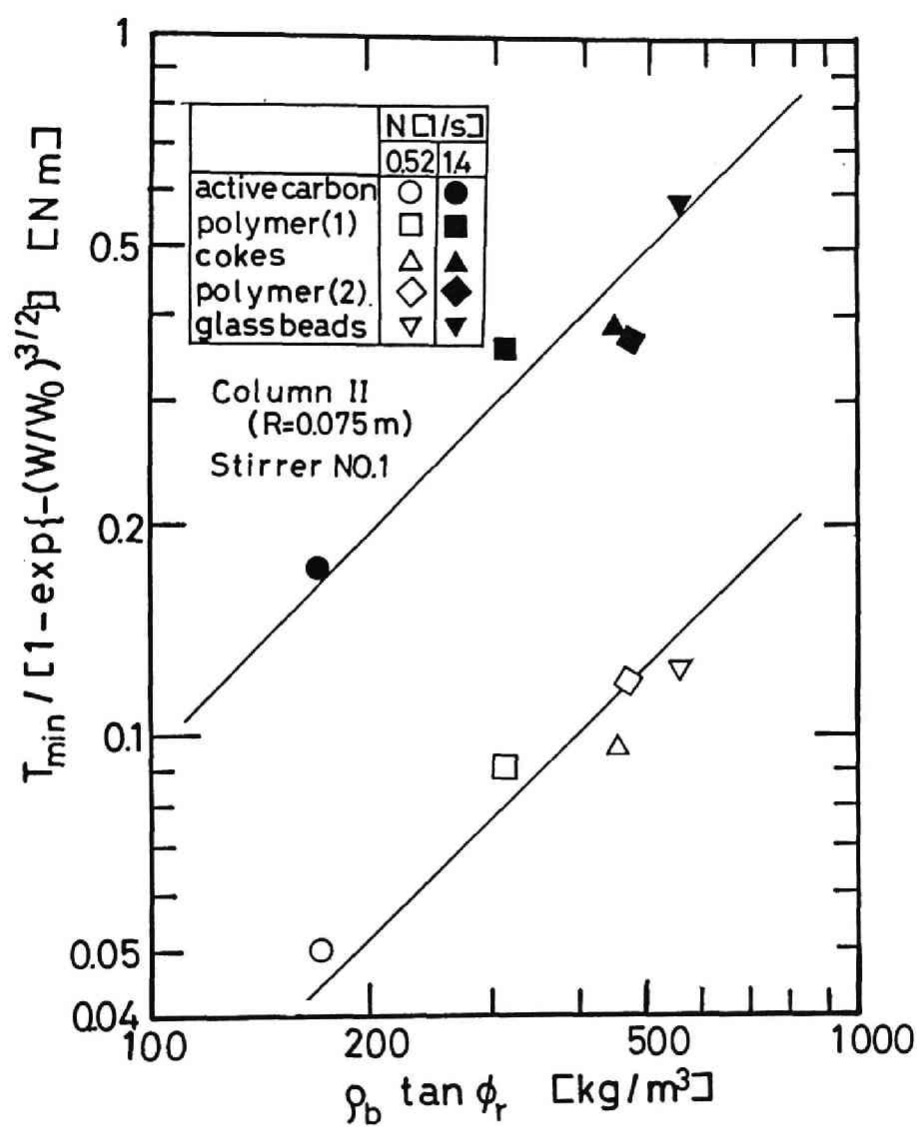


Fig.6-10 Relationship between $(\rho_b \tan \phi_r)$ and T_{min}

には直線関係が成り立ち、次式が得られる。

$$T_{min} = K_4 (\rho_b \tan \phi_r) \quad (6-7)$$

すなわち付着、凝集性が強くて ϕ_r が大きく、密度が大きい粒子ほど攪拌所要トルクは大きくなる。

(5) 攪拌最小トルクの推算式と塔径の影響

Eqs.(6-4)~(6-7)から T_{min} は次式で表すことができる。

$$T_{min} = \alpha N^{4/3} [1 - \exp\{-(W/W_0)^{3/2}\}] (\rho_b \tan \phi_r) \{(r_i^2 + r_o^2) L^2\} g \quad (6-8)$$

一般に流動層の流動状態は塔径に大きく依存するといわれるが⁸⁻¹³⁾, Eq.(6-8)中の α を塔径による定数と考え、実験結果から各々の塔での値を求めた。その結果、塔径0.15m(Column I)で0.5, 塔径0.3m(Column II)で0.3となった。Eq.(6-8)から推算した T_{min} の値と実測値の比較をFig.6-11に示す。

なお攪拌所要動力 P_s はこの攪拌所要トルクから次式で計算できる。

$$P_s = 2\pi N T_{min} \quad (6-9)$$

3-2 高回転数の攪拌所要トルク

前節に続き、攪拌翼の回転数を $6s^{-1}$ まで増加させた時の攪拌所要トルクについて考察する。実験は塔径の小さいColumn Iで行った。

高回転数の場合の攪拌最小トルクはFig.6-12に示す様に、回転数が小さい場合に比べてガスを流さない時の最大トルクと T_{min} との差が小さくなる。攪拌翼の回転数を $6s^{-1}$ まで増加させた時の T_{min} (key●)と回転数の関係をFig.6-13に示す。同図には前述のColumn IIの低回転数での実験結果(key○)も点綴してある。また図中の破線がEq.(6-8)の計算値である。低回転数域で推算値と実測値は一致するが、高回転数では両者の差が大きくなる。これは粒子層に働く遠心力によるものと考えられる。

攪拌翼が通過する部分の殻状の粒子層(Fig.6-14)が剛体回転すると考えると粒子層の外周に遠心力による側圧 τ_r が働く。

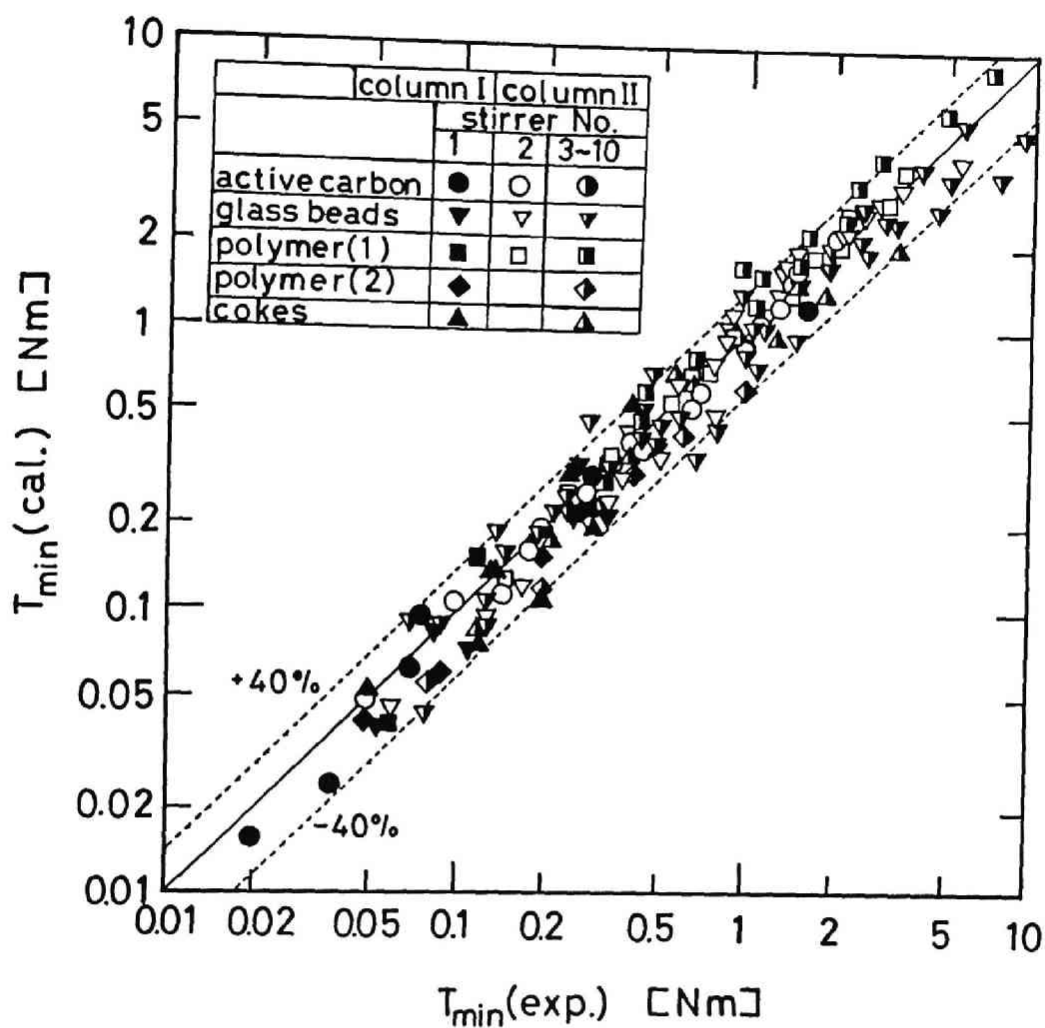


Fig.6-11 Comparison between experimental and calculated values of T_{min}

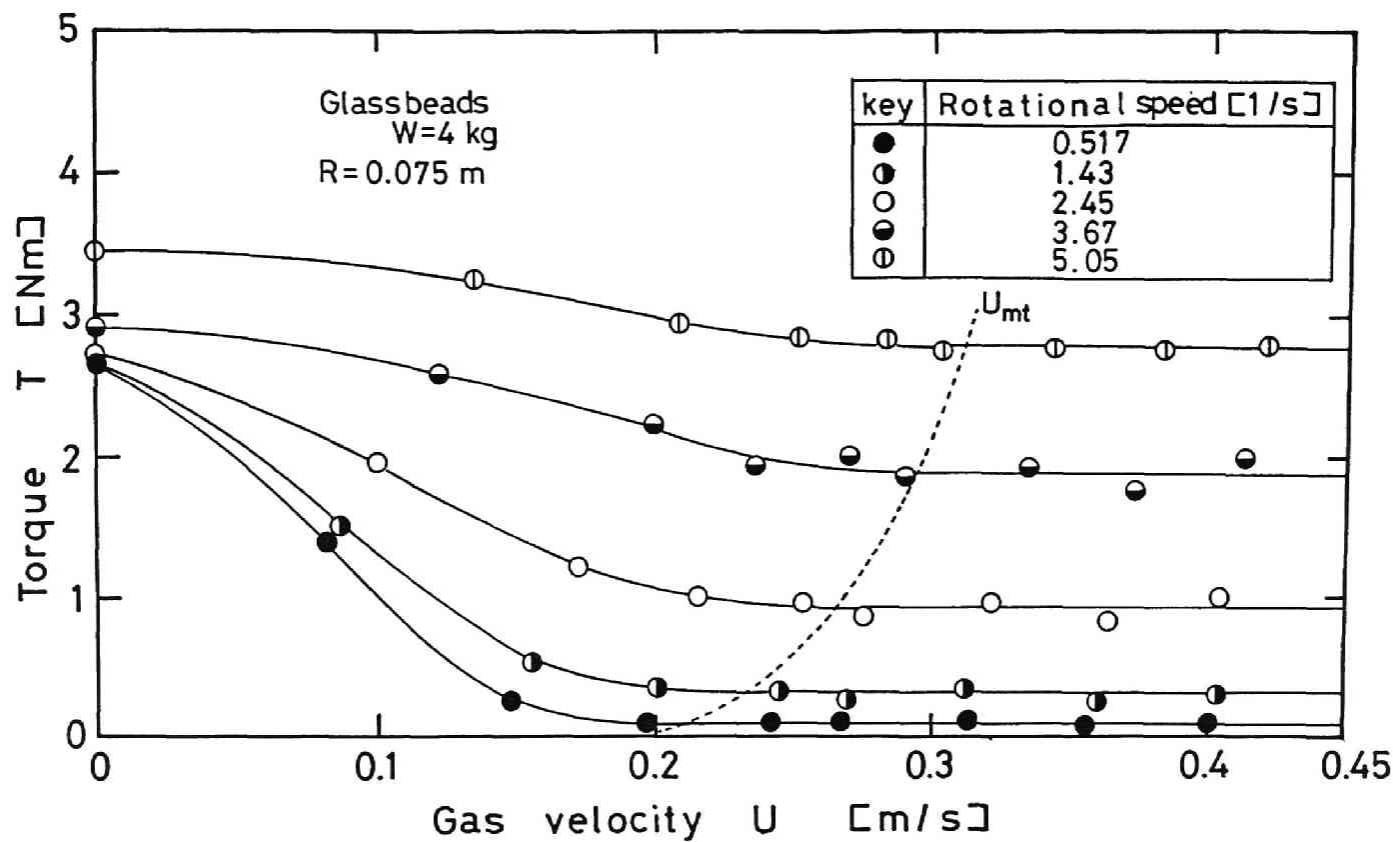


Fig.6-12 Variation of torque with gas velocity

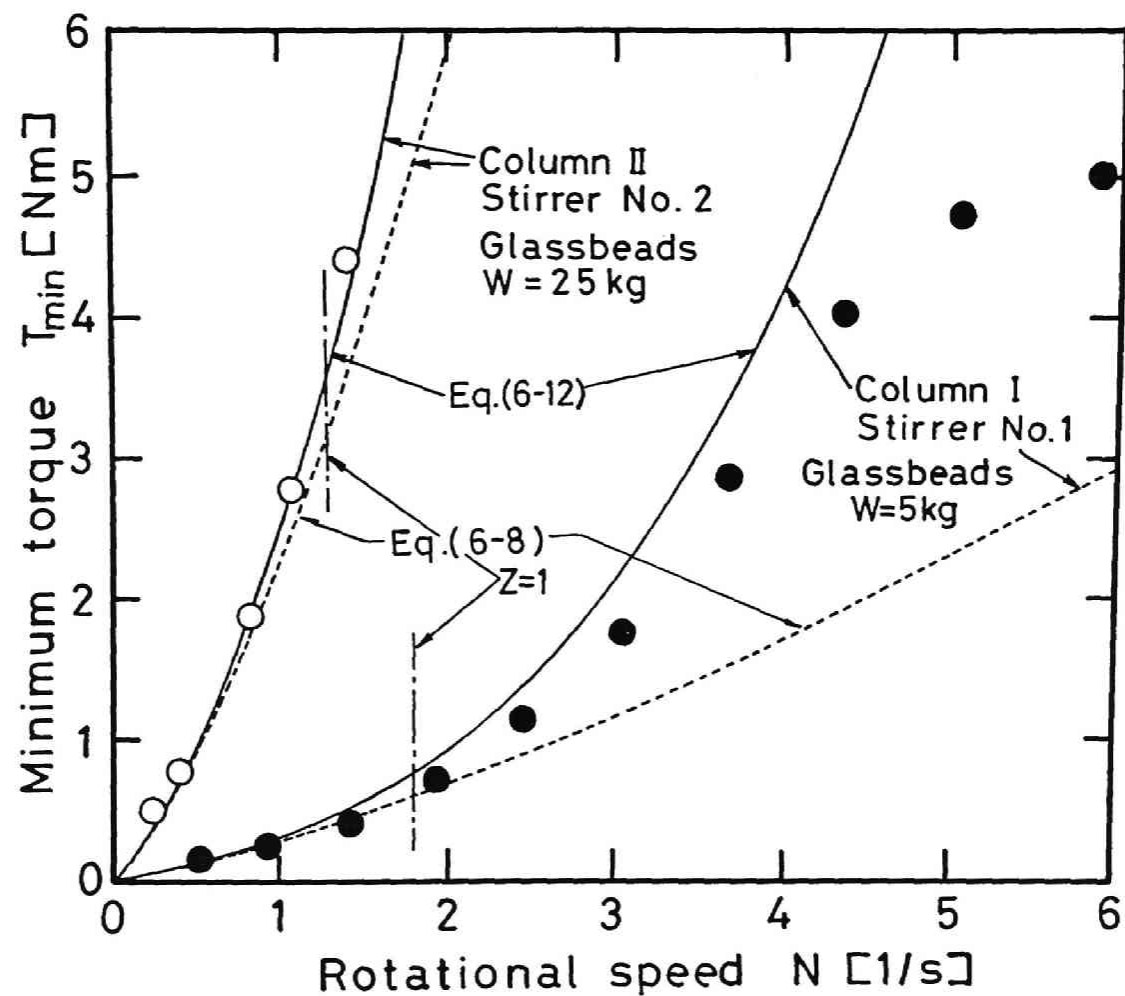


Fig.6-13 Variation of minimum torque with rotational speed

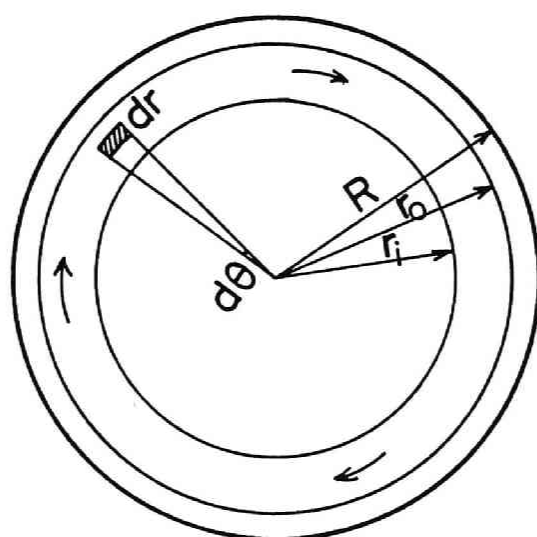


Fig.6-14 Particle bed core rotating model considering centrifugal force

$$\tau_o = (\tan \phi_i) \frac{\int_{r_i}^{r_o} \int_0^{2\pi} \rho_o r^2 \omega^2 d\theta dr}{2\pi r_o} \quad (6-10)$$

この τ_o によるトルク T_o と前節で述べた粒子殻状攪拌モデルのトルク T_g の和が遠心力を考慮したトルクに相当すると考えると次式が得られる。

$$T = T_g + T_o = \pi k(\rho_o \tan \phi_i) \{ (r_o^2 + r_i^2) L^2 \} g + 2\pi L \tau_o r_o^2 \quad (6-11)$$

さらにEq.(6-11)で表せる T と T_g の比を $1.5s^{-1}$ 以下の攪拌最小トルクの推算式Eq.(6-8)に乗じると、遠心力を考慮した攪拌最小トルクの推算式が得られる。

$$T'_{min} = T_{min}(T/T_g) = T_{min} \left\{ 1 + \left(\frac{2Zr_o}{3kL} \right) \left(\frac{\beta^3 - \gamma^3}{\beta^2 + \gamma^2} \right) \right\} \quad (6-12)$$

ここで Z は塔半径基準の遠心効果で、Column I の場合は $N=1.5s^{-1}$ で0.68, $5s^{-1}$ で7.55となる。Fig.6-13にEq.(6-12)の計算値を実線で示す。低回転数では破線と実線の差は小さいが回転数が増加するとその差は大きく、実測値は実線に近い値を示す。また $N=1.5s^{-1}$ でも塔径の大きいColumn II ではEq.(6-8)の計算値より大きな値を示す。これは同じ回転数、翼形状($\beta, \gamma, r_o/L$)であっても塔径が大きいほど Z が大きくなり遠心力の影響を受けやすいためである。Column II の場合 $N=1.5s^{-1}$ で $Z=1.36$ であるから、 $Z>1$ の T_{min} の推算にはEq.(6-12)を用いた方が正しい推算ができる。このことは工業的に用いられる塔径の大きい装置の攪拌所要動力の推算には低回転数の場合でも遠心力の効果を考慮したEq.(6-12)を用いる方がよいことを示唆している。

しかし回転数が $5s^{-1}$ 以上の高回転数となると実測値はEq.(6-12)よりかなり小さな値を示す。この操作域では粒子層中の翼通過部の粒子は流動化しながら回転しているのではなく、粒子層全体が遠心力により塔壁面に押され塔壁面と摩擦しながら回転する。このような高回転数では壁面と粒子との摩擦が支配的になり、流動層中の粒子の混合もあまり行われていないと考えられる。このような場合には

Eq.(6-12)は適用できない。

Fig.6-15に3-1節で述べたColumn I とColumn II の低回転数の場合の結果も含めて 5s^{-1} 以下の T_{min} の実測値とEq.(6-12)の計算値の比較を示した。両者は $\pm 40\%$ 程度の精度で相関できる。

3-3 塔径の攪拌所要トルクに及ぼす影響

流動層の流動状態は塔径の影響を受けるが、本節では実用装置に近い塔径1mの攪拌流動層装置の T_{min} の実験データ⁶⁻⁷⁾を検討し、スケールアップに伴う影響について考察した。

Fig.6-16に示す三井造船(株)の塔径1mの流動層装置(Column III)にポリマー粒子(1)を420kg(充填層高1.2m)充填し、0.6m/sのガス流速で流動化させた時の攪拌トルクの実測値と回転数の関係をFig.6-17に示す。この場合の攪拌トルクの実測値はモーターの入力電流値から求めたものである。なお、このガス速度での攪拌トルクはColumn I, II の実験結果から攪拌最小トルクになっていると推定できる。

Fig.6-17中の破線がEq.(6-8)の計算値、実線がEq.(6-12)の計算結果である。これらの式中の装置定数 α はColumn II (塔径0.3m)と同じ0.3とした。実測値は計算値とほぼ一致することから塔径1m(Column III)と塔径0.3m(Column II)の流動層の流動状態がほぼ類似しており、塔径0.15m(Column I)の小型流動層とは異なっていると推測できる。このように流動層の流動状態は塔径により大きく異なるので、スケールアップには注意を要する⁶⁻⁶⁾。

またColumn III の $N=1\text{s}^{-1}$ での遠心効果 Z は2.01であり、前節で述べたように大きな塔径の場合は低回転数でも遠心力の考慮が必要である。

3-4 圧力損失

攪拌流動層の圧力損失について考察する。

Fig.6-18に圧力損失とガス速度の関係を示す。攪拌により圧力損失は最小流動化速度以下の固定層の領域で低下する。回転数が大きいほど圧力損失は低下してガス速度と圧力損失の関係から得られる最小流動化速度は見かけ上大きくなるが、

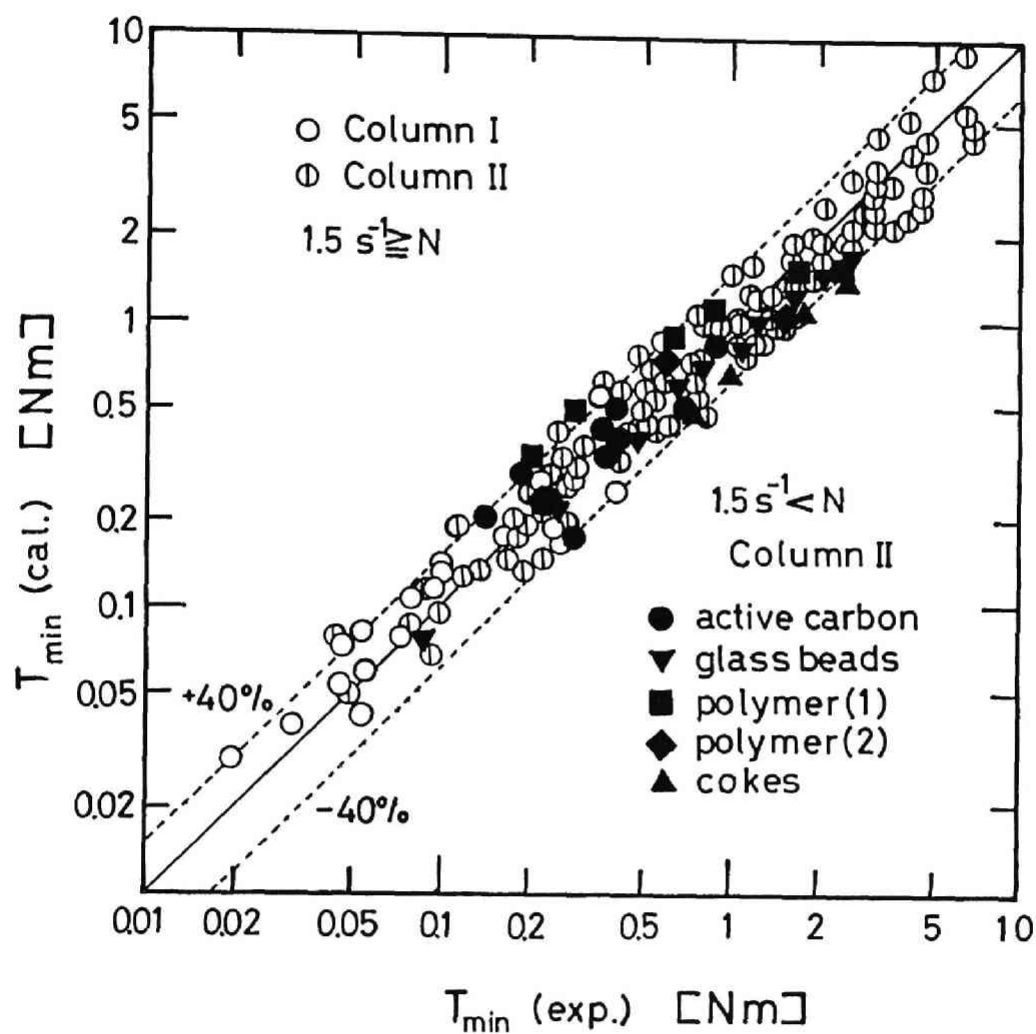


Fig.6-15 Comparison of T_{\min} between experimental and calculated values by Eq.(6-12)

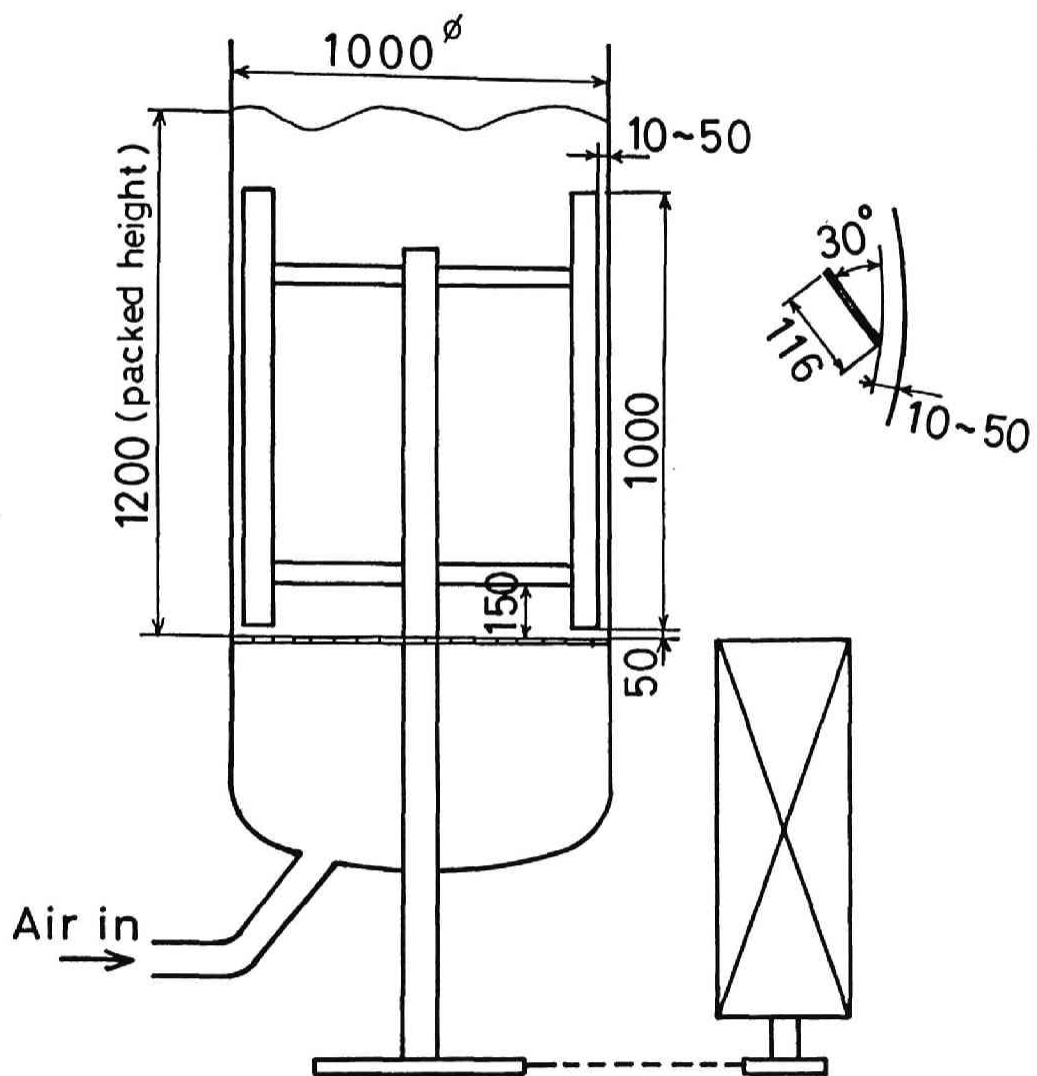


Fig.6-16 Fluidized bed column with 1m diameter

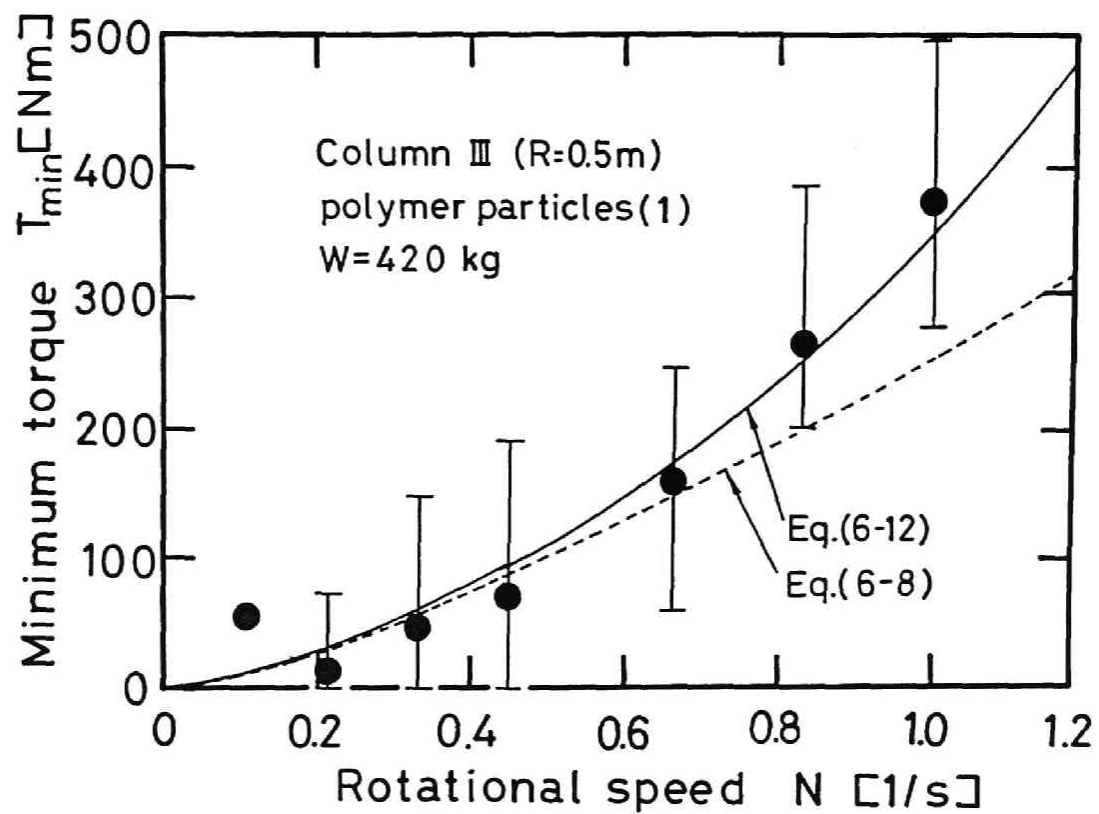


Fig.6-17 Variation of minimum torque with rotational speed

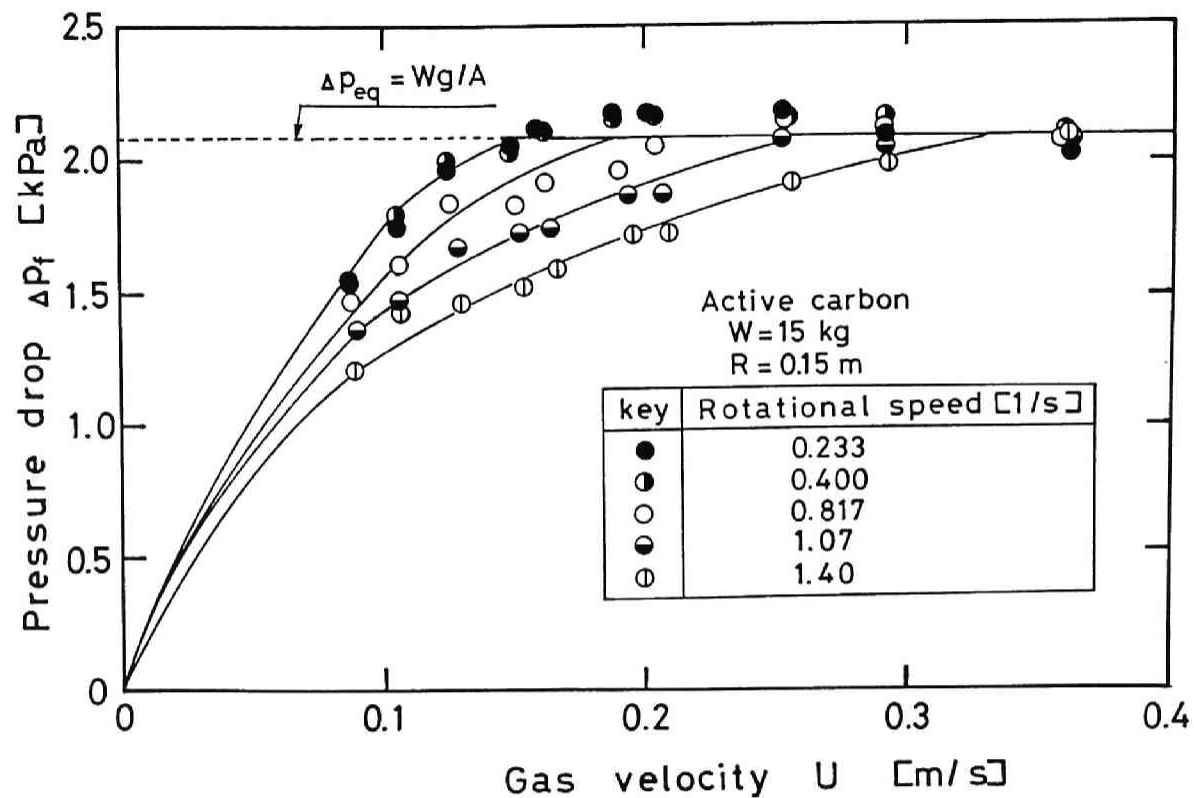


Fig.6-18 Variation of pressure drop with gas velocity.

これは機械的攪拌により層内の粒子が移動し空隙率が増大したためと思われる。またこの傾向はポリマー粒子やコークスのような付着性、凝集性の強い粒子で顕著であることから、このような粒子を低ガス速度で流動化する場合には攪拌流動層が特に有効であると思われる。

1.5s^{-1} 以下の低回転数の場合の圧力損失はガス速度を増大すると粒子充填量に相当する圧力損失 $\Delta P_{0.0}$ に達しその後は一定となる。しかしFig.6-19に示す様に高回転数の場合はガス速度を大きくしても圧力損失は $\Delta P_{0.0}$ に達しない。これは遠心力により塔中央部分の粒子層の空隙が増大しガスが塔中央部を抜けやすくなり、噴流層と類似の挙動をとるためと考えられる。

結 言

塔径0.3mと0.15mの攪拌流動層装置で10種類の垂直翼、5種類の粒子を用いて攪拌所要トルクおよび圧力損失の考察を行い、以下の知見を得た。

1)攪拌所要トルクはガス速度と共に減少し一定値（攪拌最小トルク）となる。

2)攪拌最小トルクは翼形状、寸法、翼回転数、粒子物性、粒子充填量の影響を受ける。回転数 1.5s^{-1} 以下の攪拌最小トルクはEq.(6-8)で推算できる。

3) 1.5s^{-1} 以上の攪拌最小トルクは粒子層に働く遠心力によりEq.(6-8)の計算値より大きな値となる。 5s^{-1} までの攪拌最小トルクの実測値は遠心力を考慮して推算式の補正を行ったEq.(6-12)で相関できる。

4) 5s^{-1} を越える高回転数では粒子層が塔壁面と摩擦しながら回転している状態になる。

5)塔径1mの装置の攪拌最小トルクのデータはEq.(6-12)中の装置定数 α を塔径0.3mと同じ0.3とすることにより相関でき、塔径0.3mと1mの攪拌流動層の流動状態は類似していると推定できる。また遠心効果が1以上の場合には低回転数でも攪拌最小トルクの推算にはEq.(6-12)を用いる必要がある。

6)攪拌流動層の固定層の領域では機械的攪拌によって粒子の空隙率が増大し圧

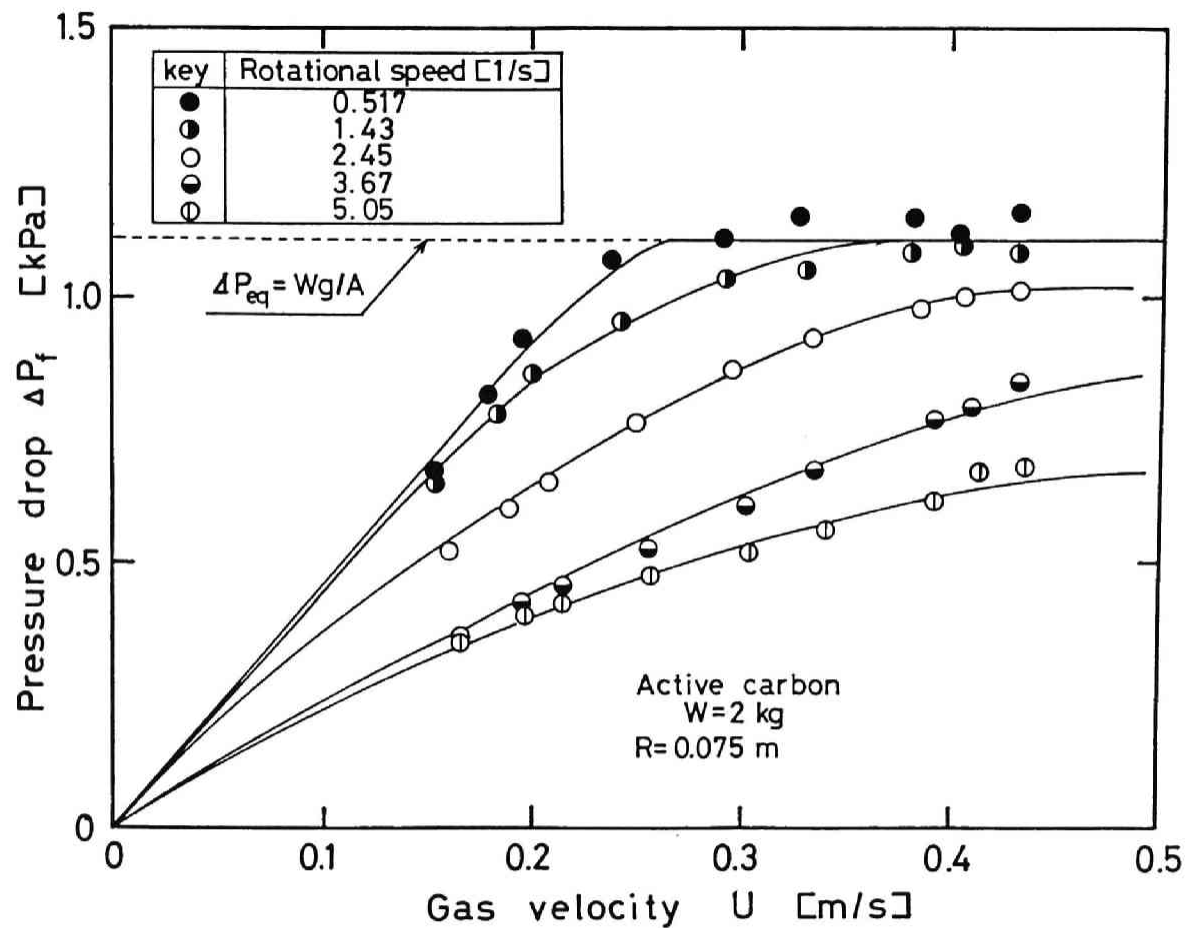


Fig.6-19 Variation of pressure drop with gas velocity

力損失が低下する。また 1.5s^{-1} 以上の高回転数の場合には、遠心力により塔中央部の粒子層の空隙が増大しガスが吹抜けやすくなるなど噴流層と類似の傾向を示す。

Literature cited

- 6-1)Aoki,R. and K.Yamahuji: J. Soc. Powder Technol., Japan, 2, 296
(1965)
- 6-2)Hashimoto,K.(ed.): "Kogyo hanno sochi", p.183, Baihukan, Tokyo(1984)
- 6-3)Kozulin,N.A. and A.F.Kulyamin: Int. Chem. Eng., 5, 157(1965)
- 6-4)Makishima,S. and T.Shirai: J. Chem. Eng. Japan, 1, 175(1968)
- 6-5)Makishima,S. and T.Shirai: J. Chem. Eng. Japan, 2, 224(1969)
- 6-6)Mineshima,H., N.Kashiwa, H.Koda, M.Ichimura and A.Kato: Kagaku
kogaku, 50, 377(1986)
- 6-7)Mitsui Eng. and Shipbldg. Co. Inc.: Private communication(1983)
- 6-8)Nagata,S., T.Matsuyama, N.Hashimoto and H.Hase: Kagaku Kikai, 16,
301(1952)
- 6-9)Prasad,R. and M.R.Rao: Ind. Chem. Eng., 22, 34(1980)
- 6-10)Rios,G., H.Gibert and J.P.Couderic: Chem. Eng. J., 13, 101(1977)
- 6-11)Sano,Y and Y.Motoyama: Funsai, 21, 4(1976)
- 6-12)Shirai,T and M.Ishida: Kagaku Kogaku, 38, 19(1974)
- 6-13)Whitehead,A.B.: "Fluidization", J.F.Davidson and D.Harrison(eds.),
p.173, Academic Press, London(1985)

Nomenclature

A	= cross area of column	[m ²]
B	= blade width	[m]
C	= clearance between stirrer and wall	[m]
C _h	= clearance between stirrer and distributor	[m]
d _p	= particle diameter	[m]
g	= gravitational acceleration	[m/s ²]
h	= axial position from top of stirrer	[m]
k	= active earth pressure coefficient = (1-sin φ _i)/(1+sin φ _i)	[-]
K1, K2, K3, K4	= proportional constants	
L	= blade length	[m]
N	= rotations per second	[1/s]
n	= number of blades	[-]
ΔP _{o.c}	= pressure drop corresponding to weight of powder charged column = W·g/A	[N/m ²]
ΔP _r	= pressure drop	[N/m ²]
P _s	= power requirement for stirring	[W]
R	= column radius	[m]
r	= radius	[m]
r _i	= inner radius of blades	[m]
r _o	= outer radius of blades	[m]
T	= torque for stirring	[N·m]
T _o	= torque for stirring by centrifugal model	[N·m]

T_0	= torque for stirring by model	[N·m]
T_{min}	= minimum torque for stirring	[N·m]
U	= superficial gas velocity	[m/s]
U_{mf}	= minimum fluidization velocity	[m/s]
U_{mt}	= superficial gas velocity for minimum torque	[m/s]
W	= weight of powder charged column	[kg]
W_0	= charged weight of powder filled up to stirrer	[kg]
Z	= centrifugal coefficient	
	$= R(2\pi N/60)^2/g$	[-]
α	= constant in Eq.(6-8)	[s ^{3/4}]
β	= r_o/R	[-]
γ	= r_i/R	[-]
θ	= tangential angle	[rad]
θ_b	= tangential angle of blade	[rad]
μ	= friction coefficient of particles	[-]
σ_c	= adhesive force	[N/m ²]
τ	= friction force of particles	[N/m ²]
τ_c	= friction force of particles due to centrifugal force	[N/m ²]
ρ_p	= density of particles	[kg/m ³]
ρ_b	= bulk density of particles	[kg/m ³]
ϕ_i	= angle of internal friction	[rad]
ϕ_r	= repose angle of particles	[rad]
θ	= tangential angle	[rad]

第7章 ガス湿度の流動化に及ぼす影響

緒 言

最近注目されている流動層の応用の一つに流動層培養法があり、固体微生物培養の湿った培地の粒子の流動化促進と塊化防止のために低速の攪拌を付加した攪拌流動層が利用されている^{7-1, 7-4)}。この方法では培養中に加水操作を行うため流動ガスの湿度が大きくなり、湿った状態での粒子の流動化の制御が重要となる。また攪拌所要トルクと流動ガスの温度の制御によって汚泥の乾燥を行う攪拌流動層造粒乾燥装置も開発されている⁷⁻⁷⁾。流動層乾燥においては静電気による粉塵爆発の可能性が指摘されており⁷⁻³⁾、流動層内の粉体間に生じる静電気は流動ガスの湿度に依存すると考えられるがその評価は殆ど行われていない。

Tardosら⁷⁻⁸⁾は流動ガス中の水分で流動化粒子間に水架橋が生じ、このため粒子の凝集体を形成し流動化が困難になることを指摘している。このことから気固系流動層において流動ガスの湿度は粒子の流動化に大きく影響を及ぼすと考えられるが、その関係は明らかにされていない。

そこで流動層操作における流動ガスの湿度の影響を明らかにする目的で、攪拌所要トルクの測定により流動ガス湿度の粒子の流動化に及ぼす影響を実験的に検討した。

1. 実験装置および方法

実験装置の概略をFig.7-1に示す。攪拌流動層本体は第6章で述べた塔径0.15mのColumn I である。攪拌翼は2枚の垂直翼で幅0.025m、長さ0.14mで塔壁面および分

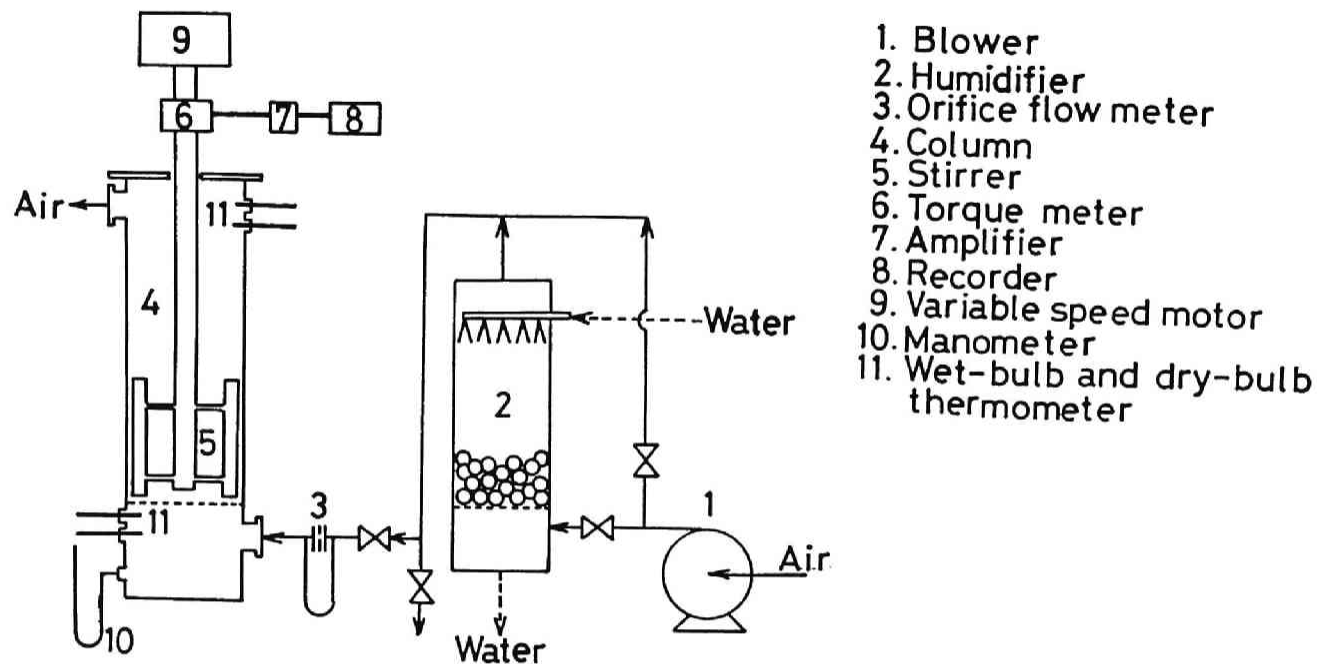


Fig.7-1 Schematic diagram of experimental apparatus

散板との間隔は各々0.01mである。その詳細をFig.7-2に示す。流動ガスの湿度の調整はラシヒリングを充填した気液向流型の増湿塔を通過した飽和ガスと送風機からのガスを混合することにより行った。

まず塔に所定量の粒子を充填し、攪拌を加えながら所定の湿度の空気で塔入口と出口のガス湿度が一致し一定になるまで流動化させた後、測定を開始した。実験はガス速度を徐々に減少させながら、ガス速度をオリフィス流量計、攪拌トルクをトルクメーターで測定した。攪拌翼の回転速度の範囲は $0 \sim 3.67 \text{ s}^{-1}$ である。

実験に用いた粒子は粒子径の異なる2種類の炭酸カルシウム、ガラスビーズ、ポリマー粒子でその物性値をTable 7-1に示す。物性の測定は各粒子を乾燥機で充分乾燥させた後、真密度をヘリウム比重計、その他の物性値はパウダーテスター(ホソカワミクロン製)により行った。これらの測定値から得られたCarr⁷⁻²⁾の流動性指数をTable 7-1に併せて示す。流動性指数から炭酸カルシウム(1)とポリマー粒子は流動化の困難な粒子と考えることができる。

Table 7-1 Properties of particles

Particles	Particle diameter $d_p \times 10^6 [\mu\text{m}]$	True density $\rho_p [\text{kg/m}^3]$	Bulk density $\rho_b [\text{kg/m}^3]$	Fluidity index
CaCO ₃ (1)	105-297	2710	1240	78
CaCO ₃ (2)	210-500	2680	1370	83
Glassbeads	250-500	2620	1410	94
Polymer particles	350-840	869	444	78

3. 実験結果および考察

2-1 攪拌トルクによる粒子の流動化の評価

粒子径の大きい炭酸カルシウム(2)を流動化させた場合のガス速度と攪拌トルクの関係を図7-3に示す。流動ガスの湿度が変化しても攪拌トルクは殆ど変化しない。ガラスビーズを用いた場合も同様であるので、粒子径が比較的大きく付着・

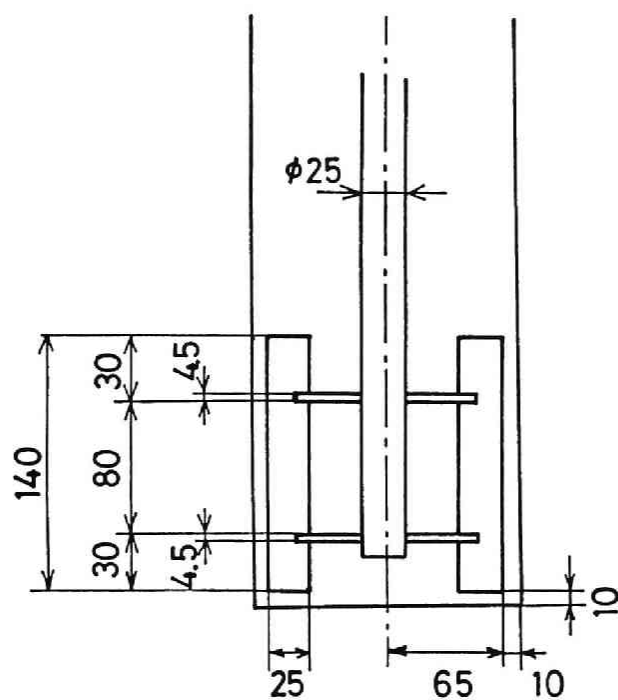


Fig.7-2 A sketch of stirrer used in experiments

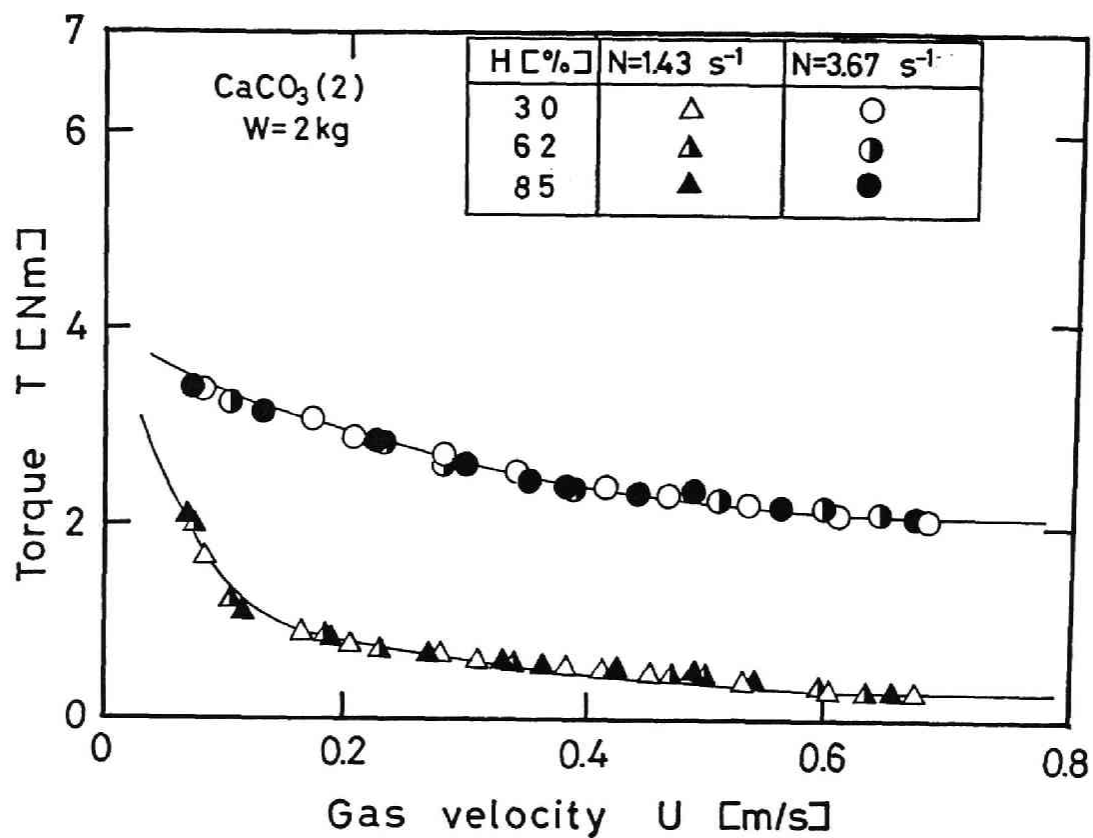


Fig.7-3 Variation of torque with gas velocity for CaCO₃(2)

凝集性が小さく流動化しやすい粒子の攪拌トルクはガス湿度の影響を殆ど受けず、流動化も影響を受けないと考えられる。

ところが粒子径の小さい炭酸カルシウム(1)の場合、流動ガスの湿度が増大すると粒子と粒子が付着、凝集して良好に流動化しないことが目視によって観察された。またFig.7-4に示すように攪拌トルクも流動ガス湿度と共に増大することから、攪拌トルクは粒子の流動化の一つの指標と考えることができる。

Fig.7-5にポリマー粒子の攪拌トルクの測定結果を示すが、炭酸カルシウム(1)と同様、ガスの湿度の影響を受ける。しかし炭酸カルシウム(1)が湿度と共にトルクが増大するのに対し、ポリマー粒子では流動化状態ではガス湿度60%程度の時、攪拌トルクが最小となる。この時の流動化状態が最も良好で、粒子の壁面への付着も少ないことが目視により確認できた。

そこで攪拌トルクが湿度の影響を受ける炭酸カルシウム(1)およびポリマー粒子について、粒子が充分流動化して攪拌トルクがガス速度に無関係になる時の攪拌トルク(攪拌最小トルク T_{min})と流動ガス湿度の関係について考察を行う。

(1)炭酸カルシウム(1)

炭酸カルシウム(1)の T_{min} は回転数およびガスの湿度と共に増大する(Fig.7-6)。第6章で述べた T_{min} の推算式Eqs.(6-8),(6-12)では粒子の付着・凝集性を表す物性である粒子の内部摩擦角に静止状態での安息角を代用した。そこで所定の湿度のガスで粒子を流動化させた直後に粒子をすばやく塔外へ取り出し、その時の安息角を測定した。安息角の測定は直径20cmの円板上に粒子をフルイで落とす注入法で行った。Fig.7-7にこの結果を示すが、炭酸カルシウム(1)の安息角は流動ガスの湿度と共に増大した。

Fig.7-7に示した炭酸カルシウム(1)の安息角の実測値とガス湿度 H の関係を線型3次関数で最小二乗近似した。

$$\phi_r = 34.2 - 0.288H + 0.00705H^2 - 0.0000445H^3 \quad (7-1)$$

この式から求めた ϕ_r の値をEq.(6-8)に代入した計算値をFig.7-6中に実線で示すが、実測値とほぼ一致する。

粒子を高湿度のガスで流動化させる場合、Tardosら^{7-5,7-6)}が指摘しているよ

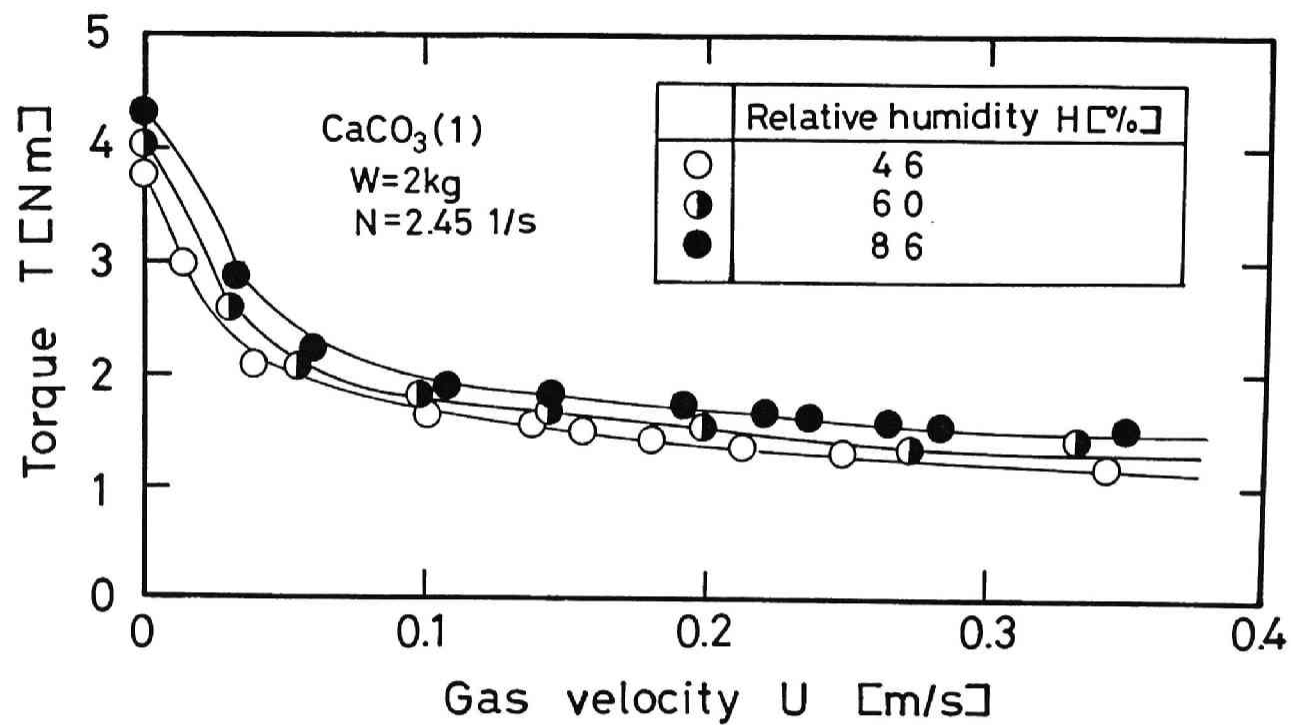


Fig.7-4 Variation of torque with gas velocity for CaCO₃(1)

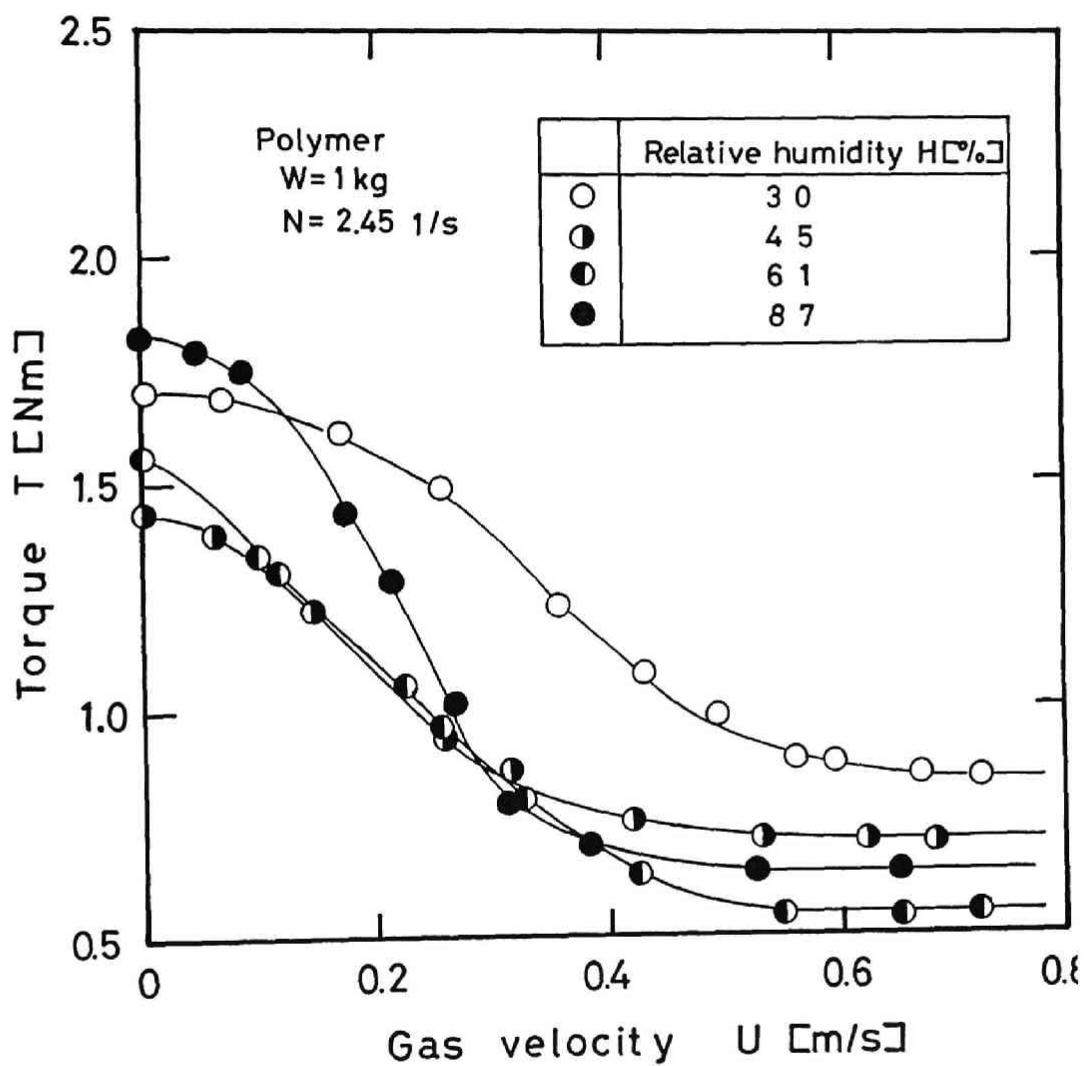


Fig.7-5 Variation of torque with gas velocity for polymer particles

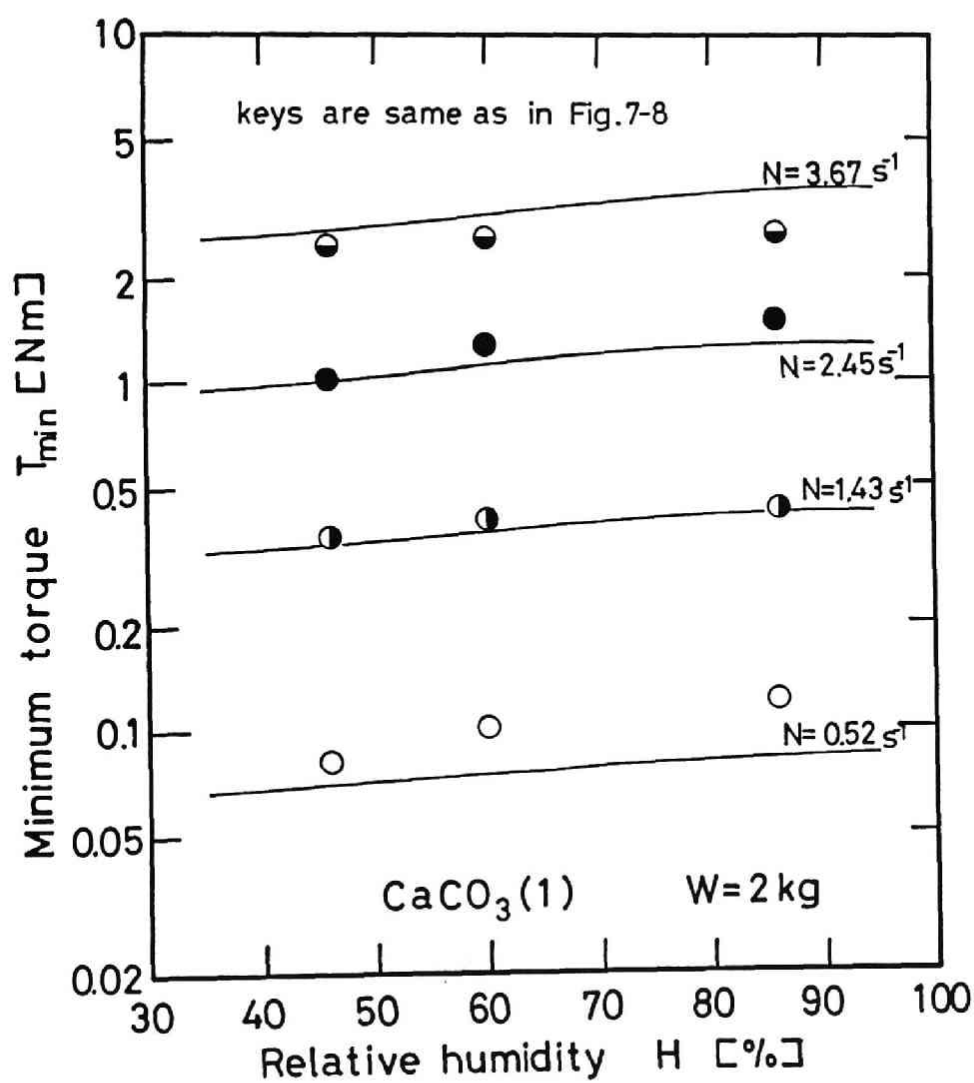


Fig.7-6 Effect of relative humidity on minimum torque for $\text{CaCO}_3(1)$

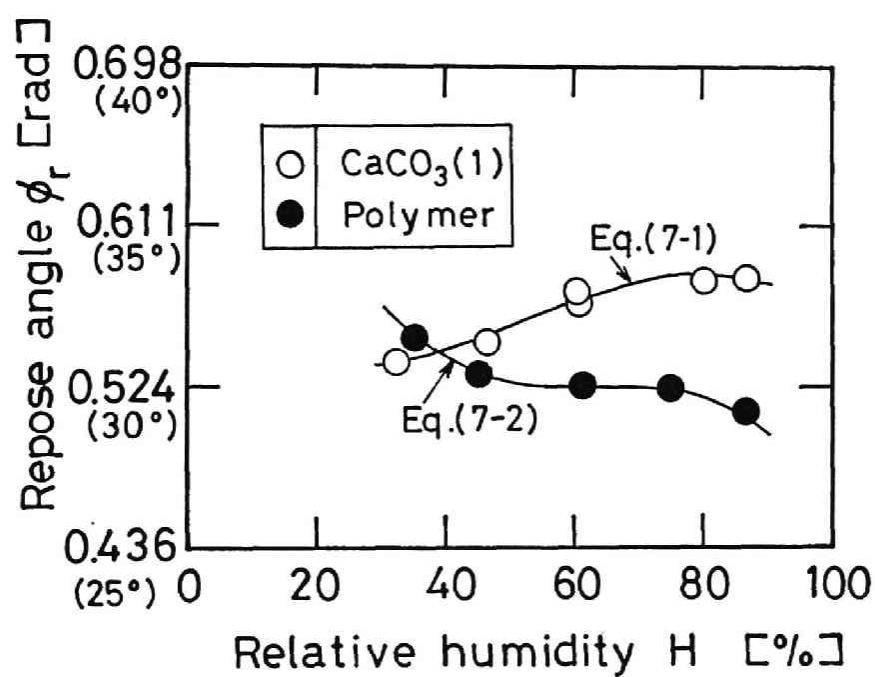


Fig.7-7 Relationship between repose angle and relative humidity

うに、流動ガス中の水分子が粒子表面に吸着してこの水分子の極性による分子間力が発生したり、粒子間の接触点で毛管凝集などにより液膜を形成する。このため粒子の付着・凝集性が増大し、攪拌トルクが増大すると考えられる。また流動ガスの湿度に応じて水分子の吸着量や液膜量が大きくなるので T_{min} が増大すると考えられる。

炭酸カルシウム(1)では水分子を吸着した場合でも粒子の静的な安息角が流動化状態の粒子内部摩擦角と同一の傾向であり、その値を用いて攪拌トルクの推算を行うことが可能である。

(2)ポリマー粒子

炭酸カルシウム(1)と同様に、ポリマー粒子の T_{min} と流動化ガス湿度の関係をFig.7-8に示す。ポリマー粒子の T_{min} の実測値は60%前後で最小となる。

ポリマー粒子の安息角の実測値をFig.7-7に炭酸カルシウム(1)と共に示す。安息角の実測値とガス湿度の関係を最小近似すると

$$\phi_r = 48.4 - 0.890H + 0.0143H^2 - 0.0000759H^3 \quad (7-2)$$

Eq.(7-2)の ϕ_r の値をEq.(6-8)に代入して求めた計算値をFig.7-8に実線で示す。 T_{min} の計算値は湿度の増大と共に若干減少するが、湿度の影響は少なく実測値の傾向とは異なる。

粒子の付着力、凝集力の要因としてはVan Der Waals力、吸着水分子による力、静電気力が挙げられる⁷⁻⁸⁾。本実験で使用した程度の粒子径の粒子ではVan Der Waals力に比べ、吸着水分子による力および静電気力が支配的である。特にポリマー粒子では前述の炭酸カルシウム(1)の吸着水分子による凝集力に加えて、静電気力が流動化に大きな影響を与えると考えられる。

T_{min} は粒子の流動化の指標と考えられるので、 T_{min} の実測値の傾向からポリマー粒子の流動化に及ぼす流動ガス湿度の影響は以下のように推定できる。

湿度の小さい領域ではポリマーの粒子表面の帯電による流動化粒子間および流動化粒子とアクリル製の塔壁面との静電気力が粒子の付着・凝集性に大きく影響する。そして湿度が増大すると流動ガス中の水分子がポリマー粒子表面および壁面へ吸着し表面帯電が抑えられて静電気力は小さくなり、攪拌トルクも減少する。

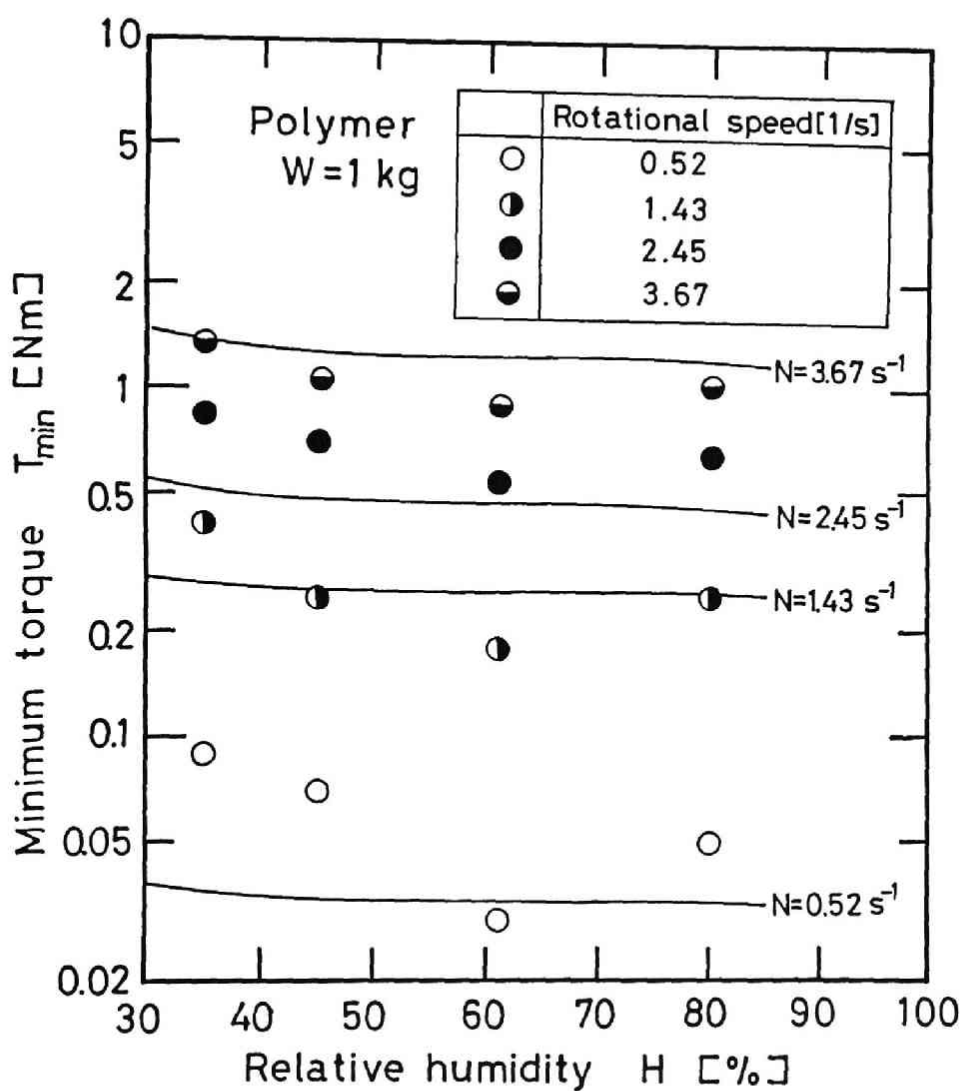


Fig.7-8 Effect of relative humidity on minimum torque for polymer particles

ところがガス湿度がさらに増大するとポリマー粒子表面に付着した水分子によって粒子間の付着力や凝集力が増大し、攪拌トルクは再び増加する。以上のことからポリマー粒子では最も流動化しやすいガス湿度が存在すると考えられる。

これらのことからポリマー粒子の場合、粒子の流動化に及ぼす流動ガス湿度の影響は安息角のような静的な状態の粉体物性では正確に評価できず、安息角を内部摩擦角に代用することはできないことが明らかになった。

2-2 回転円筒の攪拌トルクによる粒子物性の評価

流動化状態での粒子の付着・凝集性の大きさ、すなわち動的な粒子内部摩擦角を考察するために、攪拌流動層の攪拌翼に代えてFig.7-9に示すアクリル製および鉄製の円筒(分散板との間隔は0.005m)を取り付け、所定の湿度のガスで流動化している粒子層中をこの円筒を 0.117s^{-1} でゆっくりと回転させトルクを測定した。このトルクが流動化粒子と円筒表面とのせん断力に相当する。流動化時のトルクを測定した後、通気を止めその時のトルクも測定した。

Fig.7-10にアクリル円筒を用いた炭酸カルシウム(1)の場合の結果を示す。図中の実線は流動化時、破線が通気を止めた時の結果である。通気を止めた時のトルクが流動化時に比べかなり大きくなるのは攪拌翼の場合と同様であり、いずれの場合にもトルクは流動ガス湿度と共に増大する。この現象は前述した表面吸着水分子に起因する粒子の付着・凝集性の増大のためと考えられる。また鉄製円筒の場合にも同様の傾向を示す。なおガラスビーズおよび炭酸カルシウム(2)の実験では攪拌翼の場合と同様、湿度の影響を殆ど受けなかった。

ポリマー粒子でアクリル円筒を用いた時の結果をFig.7-11に示す。流動化時のトルクは粒子の充填量にかかわらず攪拌翼の T_{min} と同様、湿度60%付近で最小となる。ポリマー粒子とポリマーの一種であるアクリルパイプ壁面間のせん断力に相当するこのトルクは、ポリマー粒子の流動化状態の内部摩擦角の傾向と一致する。

ところが通気を止め流動化していない場合のトルクの実測値は湿度と共に増大し、特に80%以上の大きな湿度で飛躍的に増大する。このことから静電気力に起因する粒子間の付着力や凝集力は接触面積に比例するので、通気を止めた静止

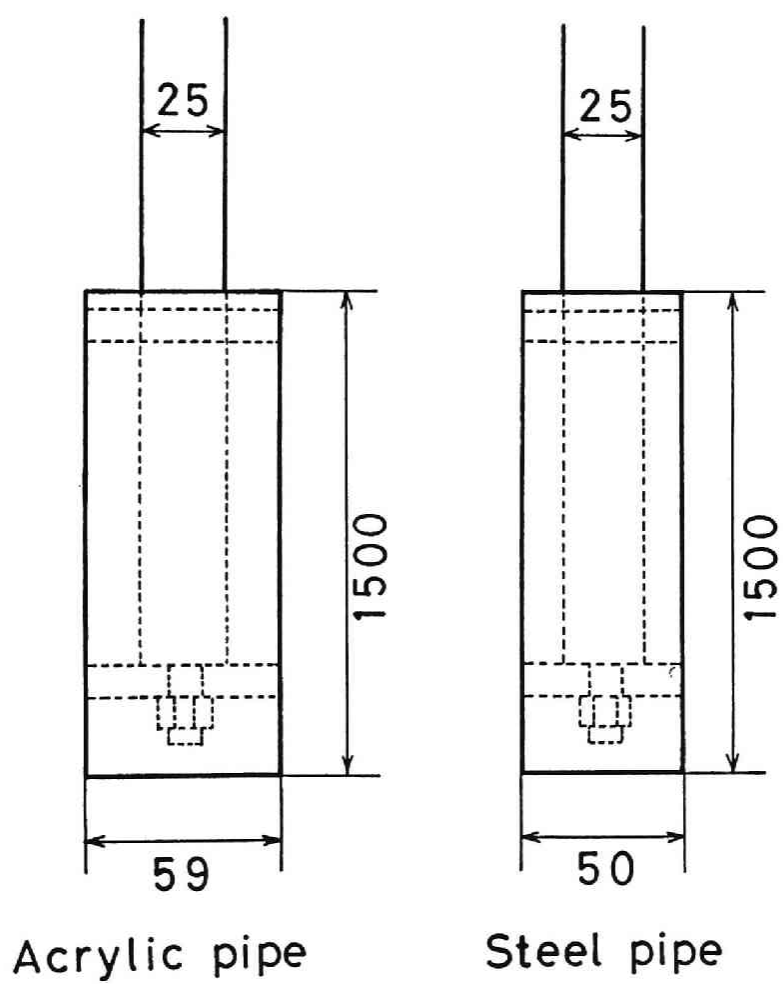


Fig.7-9 A sketch of pipes in experiments

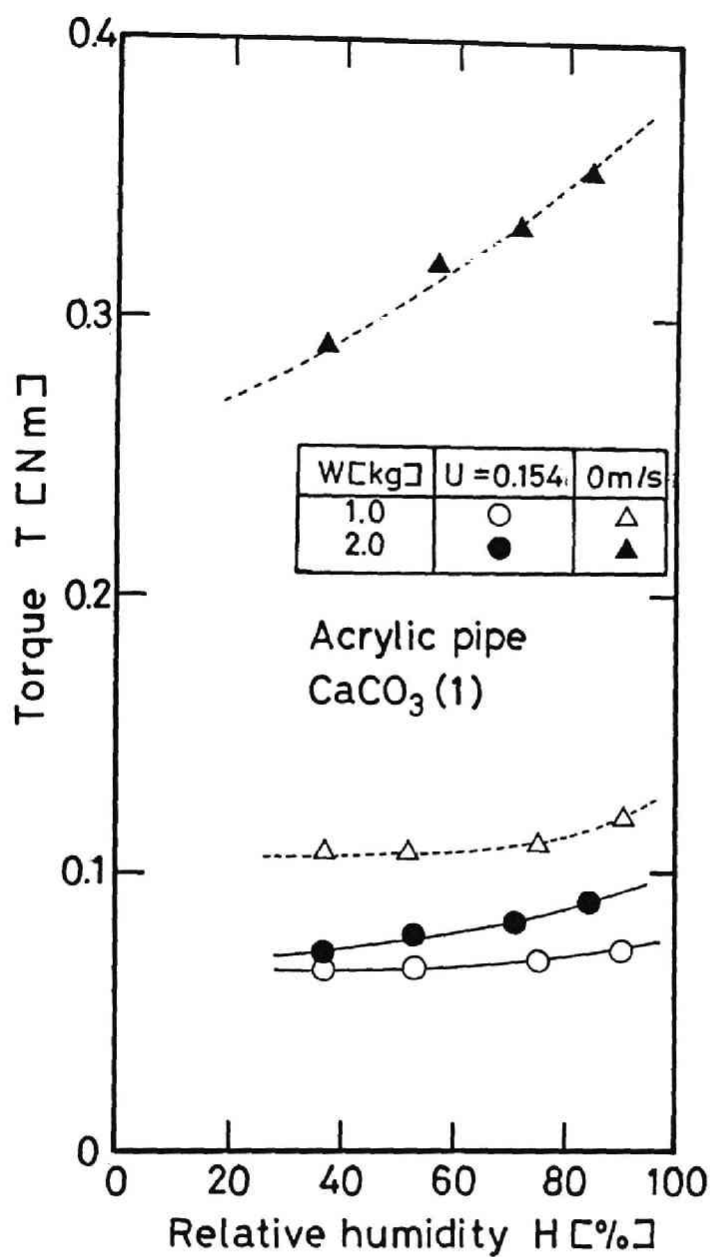


Fig.7-10 Relationship between torque of acrylic pipe and relative humidity for CaCO₃(1)

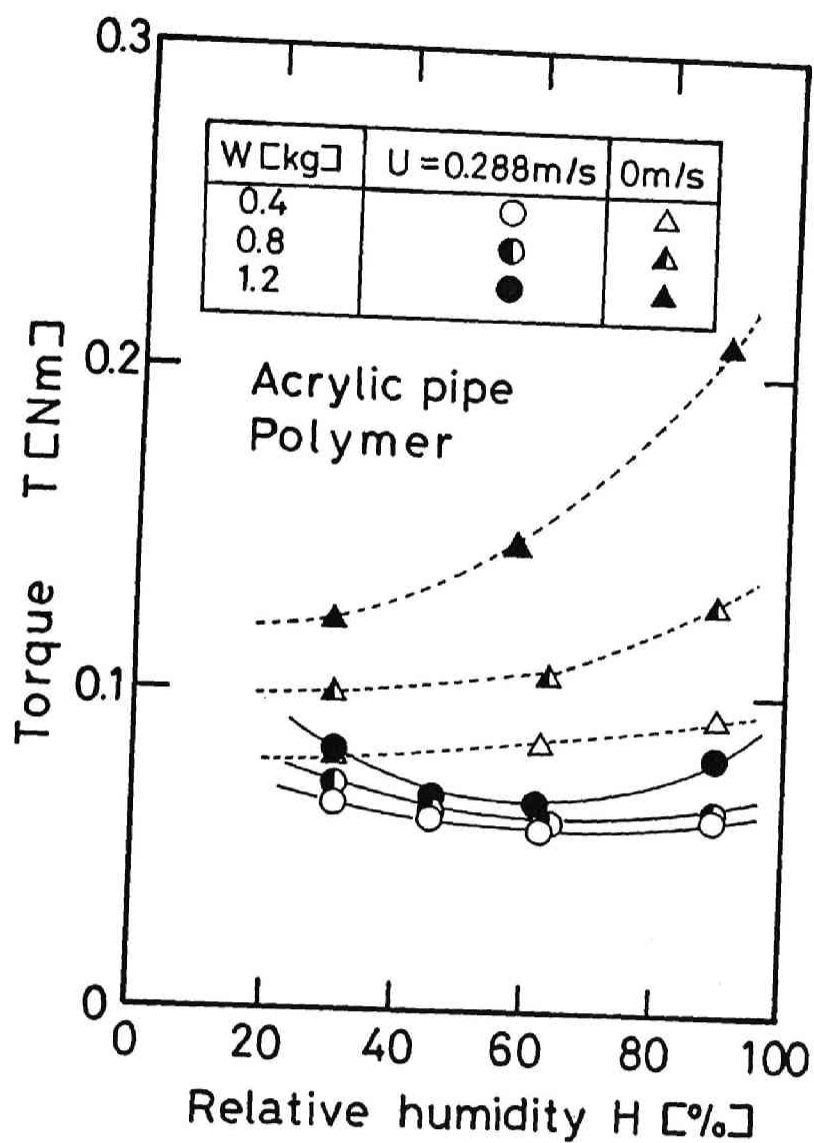


Fig.7-11 Relationship between torque of acrylic pipe and relative humidity for polymer particles

状態では殆ど発生しないと考えられる。通気を止めた時のせん断力がガス湿度と共に増大するのは粉体表面吸着水分子による付着力、凝集力の増大に起因するものと思われる。このことは、高湿度の場合にポリマー粒子が凝集し塔壁面でも付着が多くなったり、実験後に粒子を塔外へ取り出した後のアクリル円筒に付着していたポリマー粒子が多かったことから明らかであった。

同様の実験をアクリル円筒の代わりに鉄製円筒で行った結果をFig.7-12に示す。鉄製円筒の場合、流動化時でも通気しない場合と同様、トルクは湿度と共に増大した。これは鉄製円筒表面とポリマー粒子間のせん断面ではアクリル円筒表面とは異なり、静電気力が抑制されるためと考えられる。

結 言

流動層操作における粒子の流動化に及ぼす流動ガスの湿度の影響を攪拌トルクの測定により検討し、以下の知見を得た。

1)比較的流動化しやすい粒子(ガラスビーズおよび炭酸カルシウム(2))は流動ガス湿度の影響を殆ど受けない。

2)流動化の困難な炭酸カルシウム(1)の攪拌最小トルクは、粒子表面に吸着した水分子によって粒子間の付着・凝集性が増大するため流動ガスの湿度と共に増大し、流動化が困難になる。

3)ポリマー粒子の攪拌最小トルクは、流動ガス湿度の増大と共に表面荷電による静電気力が抑制されるために減少する。さらに湿度が増大すると表面吸着水分子による粒子間の付着力、凝集力により再び増大し、粒子の流動化が困難になる。したがってポリマー粒子では最も流動化しやすいガス湿度が存在する。

次に流動化時の粒子の内部摩擦角を考察する目的で、アクリルおよび鉄製円筒と粒子層間のせん断力を測定し、以下の結果を得た。

4)ガラスビーズ、炭酸カルシウム(1)(2)の流動化時には、ガス湿度の円筒のせ

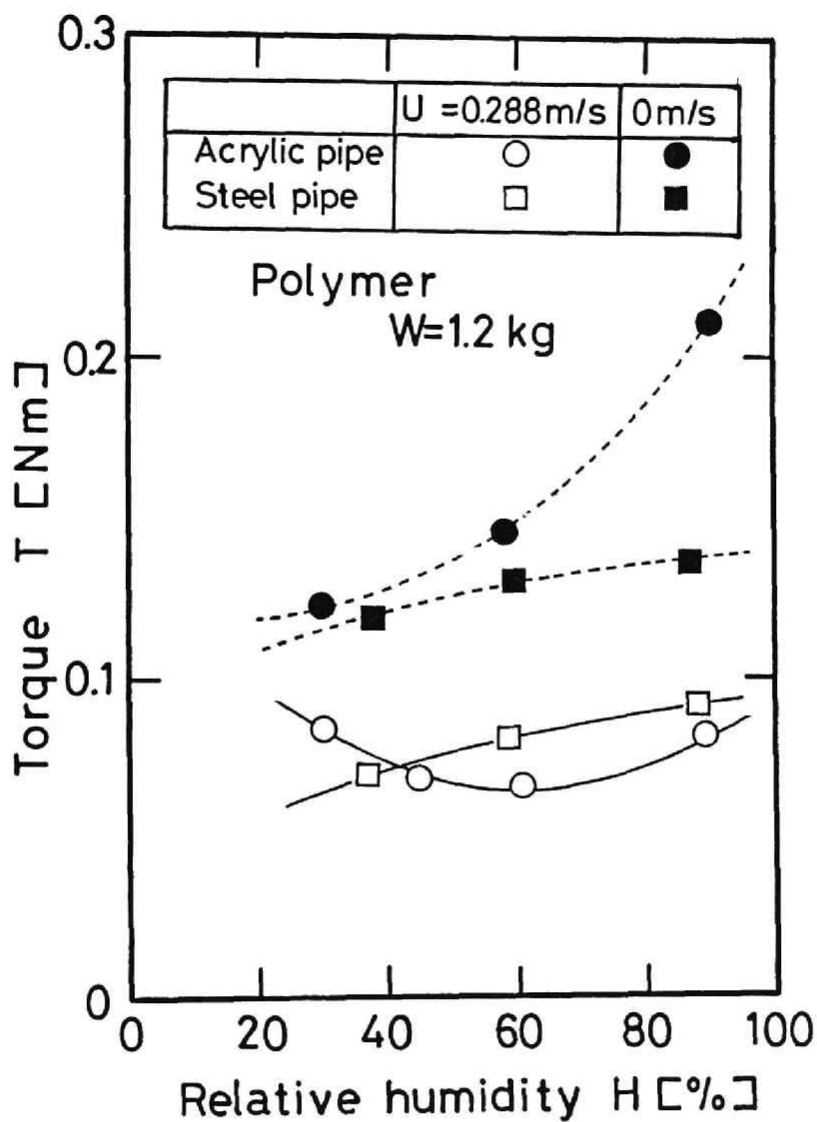


Fig.7-12 Relationship between torque of steel pipe and relative humidity for polymer particles

せん断力に及ぼす影響は攪拌最小トルクと同様の傾向を示す。

5)流動化時のポリマー粒子とアクリル円筒間のせん断力は静電気力および吸着水分子による力により攪拌最小トルクと同様の傾向を示す。静電気力は粒子の接触面積に比例するので、通気を止めた時のアクリル円筒のせん断力は静電気力の影響を殆ど受けない。

Literature Cited

- 7-1)Akao,T. and Y.Okamoto: Kagaku Kogaku, 49, 349(1985)
- 7-2)Carr,R.L.: Chemical Engineering, Jan.18, 163(1965)
- 7-3)Kawakita,K.: "Hunryutai no Toraburu Taisaku", p.104, Nikkan-Kogyo-Sinbunsha(1980)
- 7-4)Okamoto,Y.: Kagaku Sochi, 28(6), 83(1986)
- 7-5)Tardos,G., D.Mazzone and R.Pfeffer: Can. J. Chem. Eng., 63, 377 (1985)
- 7-6)Tardos,G., D.Mazzone and R.Pfeffer: Can. J. Chem. Eng., 63, 384 (1985)
- 7-7)Usui,T.: Journal of Water and Waste, 26, 55(1984)
- 7-8)Yamamoto,H. and O.Matayoshi :Prep. of 53rd Annual Meeting of the Society of Chemical Engineers, Japan, p.113, Sendai(1988)

Nomenclature

H	= Relative humidity of fluidizing gas	[%]
N	= rotations per second	[1/s]
T	= torque for stirring	[N·m]
T_{min}	= minimum torque for stirring	[N·m]
U	= superficial gas velocity	[m/s]
ρ_b	= bulk density of particles	[kg/m ³]
ρ_p	= true density of particles	[kg/m ³]
ϕ_r	= repose angle of particles	[degree]

本論文では遠心力場の流動層である遠心流動層および攪拌流動層の装置工学的研究の基礎として種々の流動特性の検討を行い、次の結果を得た。

第1編では遠心流動層について検討した。

まず気固系流動層における重要な因子である気泡の遠心力場での挙動を把握するために、気液系単一気泡の生成気泡径、形状および軌跡を考察すると共に、遠心流動層における気泡について検討を行い、気泡形状、気泡の大きさを実験的に明らかにした。

続いて、遠心流動層の操作範囲、層膨張、粒子の軸方向混合、部分流動化および2成分粒子の流動化特性について検討した。

遠心流動層では表面流動化開始速度で層内表面の流動化が始まり、最小流動化速度で層全体が流動化する。これらのガス速度とその時の圧力損失の推算が可能になった。層膨張については諸因子の影響を検討し、その実験式を得た。粒子の軸方向混合が一次元的拡散モデルで表せることを明らかにし、混合係数の推算式を得た。また遠心流動層特有の現象である半径方向の部分流動化を可視化により明らかにし、2成分系粒子の流動化時の偏析状態を考察した。

これらの知見は遠心流動層の装置設計、操作の基礎となると共に、反応モデル解析においても重要な情報を与えると考えられる。

第2編では攪拌流動層について検討した。

まず垂直攪拌翼をもつ攪拌流動層の攪拌所要動力に及ぼす攪拌翼サイズ、粒子物性、回転数、粒子充填量などの諸因子の影響を検討し、攪拌所要動力の推算式を得た。また流動層装置のスケールアップに伴う影響を考察した。続いて攪拌流動層の圧力損失について検討した。

これらの結果はこの種の攪拌流動層装置の設計に不可欠な情報であり、その基

礎になると考えられる。

引き続いて、粒子の流動化に及ぼす流動ガスの湿度の影響を攪拌トルクの測定により実験的に検討した。その結果、粒子の種類により粒子の流動化に及ぼすガス湿度の影響が異なることを明らかにし、その要因について考察した。

これらは攪拌流動層操作のみならず一般の流動層装置の設計および操作に有用な知見になると思われる。

